

DIPLOMARBEIT

HTSL DC-SQUID-Gradiometer höherer Ordnung auf SrTiO_3 -Bikristall Substraten

Institut für Festkörperphysik
Physikalisch-Astronomische Fakultät



seit 1558

Friedrich-Schiller-Universität Jena

eingereicht von: Katharina Höfer
geboren am: 12.12.1985 in: Pößneck

1. Gutachter:	Prof. Dr. Paul Seidel
2. Gutachter:	PD Dr. Frank Schmidl

Tag der Verleihung des Diploms:

There are two possible outcomes: if the result confirms the hypothesis, then you've made a measurement. If the result is contrary to the hypothesis, then you've made a discovery.

Enrico Fermi

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	ii
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	2
2.1 Supraleitung	2
2.2 Josephson-Effekt und DC-SQUIDs	4
2.2.1 Josephson-Effekt und Josephson-Kontakte	4
2.2.2 SQUIDs zur Magnetfeld-Messung	7
2.2.3 Mehr-Josephson-Kontakt Systeme	9
2.3 Gradiometerkonzepte	10
2.4 Rauschverhalten	11
3 Das Gradiometer-Layout	13
3.1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und Korngrenzen-Kontakte auf SrTiO_3 -Substraten	13
3.2 Layout-Entwicklung	14
3.3 Funktionsweise des Gradiometers	15
4 Experimentelle Methoden und Messtechnische Aspekte	18
4.1 Herstellung der Sensoren	18
4.1.1 Schichtherstellung	18
4.1.2 Strukturierung der Schichten	18
4.1.3 Ergänzende Technologieschritte	20
4.2 Messtechnik und Messsysteme	21
4.2.1 Stromquelle "One4All"	21
4.2.2 5-Spannungs-Messstab "GiveMe5"	22
4.2.3 Messaufbauten zur elektrischen Charakterisierung	24
4.2.4 Line- und Rotationscans	25
5 Ergebnisse und Diskussion	27
5.1 Charakterisierung des 4-Josephson-Kontakt-System 's	27
5.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik und Feldabhängigkeit	28
5.1.2 Vermessung der Einzelkontakte	29
5.1.3 5-Spannungs-Messung	31
5.1.4 Bestimmung der charakteristischen Systemparameter	33
5.2 Simulationen zum Einfluß der Parameterstreuung der Einzelkontakte auf die Gradiometer-Funktionsweise	35
5.3 Charakterisierung der Gradiometer	37
5.3.1 Strom-Spannungs-Charakteristik und Feldabhängigkeit	37
5.3.2 Verhalten im Magnetischen Feld – Line- und Rotationscans	42
5.3.3 Gradiometer-Parameter	54
5.3.4 Rauscheigenschaften	54
6 Zusammenfassung und Ausblick	56
Literatur	57
A Anhang	I
A.1 Stromquelle	I
A.2 Messstab	V
A.3 Mathematica Quellcode	XI
A.4 Ergänzende Abbildungen und Tabellen	XV

Symbolverzeichnis

2Δ	Energielücke im Supraleiter	C	Kontaktkapazität
β_C	McCumber-Parameter	d	Barrierendicke
β_L	Induktionsparameter	d_{eff}	effektive Barrierendicke
Γ	Rauschparameter	e	Elementarladung
λ_j	Josephson-Eindringtiefe	E_F	Fermi-Energie
λ_L	Londonsche Eindringtiefe	f	Frequenz
ϕ	Phase der Wellenfunktion	$h = 2\pi\hbar$	Planck'sche Wirkungsquantum
Φ_0	elementares Flussquant $h/2e$	I_C	kritische Strom
Φ_a	externer Fluss	I_s	Suprastrom
Φ_A, Φ_{Ant}	Fluss in den Antennen	I_{Bias}, I_B	Biasstrom
Φ_{SQ}	Fluss im SQUID	I_{Diff}	Differenzstrom
Ψ	Ordnungsparameter der Ginzburg-Landau-Theorie	J	Abschirmstrom
ψ	Wellenfunktion des Supraleiters	k_B	Boltzmann-Konstante
$\sqrt{S_G}, \sqrt{S_{GII}}$...	Feldgradientenrauschen 1.Ordnung und 2.Ordnung	L_A, L_{Ant}	Antenneninduktivität
$\sqrt{S_V}$	Spannungsrauschen	L_F	Fluktuationsinduktivität
$\sqrt{S_\Phi}$	Flussrauschen	L_m	Einkoppelinduktivität
\vec{A}	Vektorpotential	L_{geo}	geometrische Induktivität
\vec{B}	magnetische Flussdichte	L_{kin}	kinetische Induktivität
\vec{j}_s	Suprastromdichte	L_{SQ}	SQUID-Induktivität
ξ_P	Pippard-Kohärenzlänge	m_s	Masse des supraleitenden Teilchens
ξ_{GL}	Ginsburg-Landau-Kohärenzlänge	n_s	supraleitende Teilchenzahldichte
A_{eff}	effektive Fläche	q	Ladung
A_{SQ}	SQUID-Fläche	R_d	dynamische Widerstand
b	Basislänge	S_I	Leistungsdichte des Stromrauschens
B_c	kritische Feldstärke im Supraleiter 1.Art	S_V	Leistungsdichte des Spannungsrauschens
B_{c1}, B_{c2}	kritische Feldstärken im Supraleiter 2.Art	T_C	kritische Temperatur
		U	Spannung
		V_ϕ	Transferfunktion
		μ_0	magnetische Feldkonstante

1 Einleitung

Zu den empfindlichsten Magnetfeldsensoren zählen supraleitende Quanteninterferenz Detektoren (SQUIDS). Sie verbinden auf einzigartige Weise die Welt der Quanten mit neuesten Erkenntnissen in der Dünnschicht-Technologie bis hin zu deren breitgefächerten Anwendung. Das Hauptziel ist dabei stets einfache und kostengünstig herzustellende, aber auch robuste Sensoren zu entwickeln.

In vielen Anwendungsgebieten haben supraleitende Tieftemperatur-Sensoren ihren Weg gefunden. So detektiert man zum Beispiel kleinste magnetische Hirnstromsignale mittels SQUID Technologie. Die Realisierung solcher Messungen erfordert einen hohen technologischen und kostenintensiven Aufwand. So müssen alle Störfeldeinflüsse durch bauliche oder messtechnische Anstrengungen minimiert werden.

Da viele interessante Anwendungsgebiete jedoch nicht eine ausreichende magnetische Abschirmung zulassen, müssen andere Wege der effizienten Störfeldunterdrückung gefunden werden. Um beispielsweise kleinste geomagnetische Signale zu detektieren, muss ein Sensor sowohl in magnetisch ungeschirmter Umgebung problemlos arbeiten, als auch allen auflösungsspezifischen Anforderungen genügen. Es gilt dabei immer diesbezüglich einen Kompromiss zu finden.

Hierbei bieten Gradiometer einen guten Ansatz. Je höher deren Ordnung ist, um so besser lassen sich die Einflüsse externer Störquellen eliminieren. Der technologische Aufwand steigt jedoch mit der Höhe der Gradiometer-Ordnung. Zusätzlich bewirkt dies eine Verringerung der nachweisbaren Feldamplitude mit steigender Ordnung, weshalb eine hohe Güte der Störfeldunterdrückung im Gradiometer gegeben sein muss.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Konzeption, Umsetzung und Charakterisierung eines speziellen Gradiometer-Layouts 2.Ordnung. Ziel ist hierbei die Umsetzung eines Hardware-Gradiometers 2.Ordnung auf technologisch einfach zu realisierenden Bikristall-Korngrenzen-Kontakten auf einem Substrat. Bei der Verwendung von Step-edge-Kontakten in einem ähnlichen Layout wurde eine hohe Ausschussrate der Sensoren bemängelt [LEE et al., 2003]. Die Vorteile zu einem software-seitigen Gradiometer höherer Ordnung, wie dem Q-Grad [STEPPKE, 2007], [SCHINKEL, 2009], liegen in einer einfachen und konventionellen Auswertung des Messsignals.

In dieser Arbeit soll der Nachweis der Funktion des Layouts als Gradiometer 2.Ordnung, der erstmals auf Bikristall-Substraten prozessiert wird, erbracht werden.

Im nächsten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für supraleitende Sensoren zur Magnetfeldmessung vorgestellt. Daran anschließend folgt eine Beschreibung des neuen Layouts, für das dieser Arbeit zugrunde liegende Gradiometer 2.Ordnung. Im Kapitel 4 werden die experimentellen Methoden und die messtechnischen Aspekte zur Charakterisierung des Gradiometer-Sensors erläutert. Die gewonnenen Ergebnisse aus den Messungen werden mit der theoretischen Modellierung des Gradiometerverhaltens und deren Grundlagen, verglichen und diskutiert. Eine Zusammenfassung der Erkenntnisse und ein Ausblick schließen die Arbeit ab.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Supraleitung

Supraleitende Materialien besitzen spezielle Eigenschaften, die sie von allen anderen Materialklassen unterscheiden. Wenn man diese Materialien unterhalb der kritischen Temperatur T_c abkühlt, dann fällt deren Gleichstromwiderstand R unterhalb der Messgrenze und es erfolgt eine Verdrängung des Magnetfeldes¹ \vec{B} aus dem Inneren des Supraleiters. Dieser als idealer Diamagnetismus bezeichnete Zustand wurde erstmalig von [MEISSNER und OCHSENFELD, 1933] nachgewiesen. Eine theoretische Modellierung dieses Phänomens zwei Jahre später, die weit über das klassische Bild des “Einfrierens” der atomaren Gitterschwingungen hinausging, gelang Fritz und Heinz London im Jahre 1935 aufbauend auf dem Zwei-Flüssigkeits-Modell nach [GORTER und CASIMIR, 1934], [LONDON und LONDON, 1935]. Dabei nahmen sie an, dass bei einer gegebenen konstanten Dichte von supraleitenden Teilchen n_s der Masse m_s diese verlustfrei strömen und das ideal diamagnetische Verhalten mit der ersten und zweiten London-Gleichung beschrieben werden kann².

$$\frac{d}{dt} \frac{m_s}{n_s q^2} \vec{j}_s = \vec{E} \quad \nabla \times \frac{m_s}{n_s q^2} \vec{j}_s = -\vec{B} \quad (2.1)$$

Wobei q die Ladung und \vec{j}_s die Stromdichte der supraleitenden Teilchen bezeichnet. Ein äußeres Magnetfeld \vec{B} dringt dabei aber mit einer charakteristischen Länge in den Supraleiter ein, der sog. Londonschen Eindringtiefe λ_L . Die Eindringtiefe ist dabei materialspezifisch und temperaturabhängig. Für Hochtemperatursupraleiter wird der Exponent p mit 2 [IL’ICHEV et al., 1996] und für klassische Supraleiter mit 4 angegeben [BUCKEL und KLEINER, 2004].

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q^2}} \quad \lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^p}} \quad (2.2)$$

Den supraleitenden Zustand bezeichnet man auch als makroskopischen Quantenzustand. Fritz London postulierte [LONDON, 1950], dass die Gesamtheit der supraleitender Teilchen eines Supraleiters durch eine makroskopische Wellenfunktion mit konstanter Amplitude ψ_0 und nur ortsabhängiger Phase $\phi(r)$ beschrieben werden kann.

$$\psi(r) = \psi_0 e^{i\phi(r)} \quad \text{mit} \quad \psi_0^2 = n_s \quad (2.3)$$

Da die Annahme einer konstanten Ladungsträgerdichte jedoch Probleme bei der Beschreibung des Verhaltens von Supraleitern an Grenzflächen zu Normalleitern oder Isolatoren bereitete, bei denen Sprünge im Betragsquadrat der Wellenfunktion $|\psi|^2 = n_s$ auftreten, wurden weiterführende Theorien eingeführt.

Pippard lieferte 1950 eine *nicht-lokale* Beschreibung, bei der die Stromdichte nicht durch den lokalen Wert des Magnetfeldes, sondern über einen räumlichen Mittelwert dessen bestimmt wird. Aus dieser Erweiterung der London-Theorie geht die Pippard-Kohärenzlänge ξ_P hervor, welche die Längenskala angibt, auf der die Dichte der supraleitenden Ladungsträger

¹die magnetische Flussdichte \vec{B} wird in dieser Arbeit durchgängig als Magnetfeld bezeichnet

²diese ergänzen die Maxwell-Gleichungen

ansteigt beim Übergang vom Normal- zum Supraleiter [ENSS und HUNKLINGER, 2000]. Weiterführende und bekannte Theorien sind die auf thermodynamischen Argumenten beruhende und damit phäomeologische Ginzburg-Landau-Theorie (1950) sowie die mikroskopische BCS³-Theorie, welche 1957 veröffentlicht wurde [GINZBURG und LANDAU, 1950], [BARDEEN et al., 1957].

Zu den wesentlichen Ergebnissen der Ginzburg-Landau-Theorie gehört, dass mit der Einführung eines Ordnungsparameters Ψ , der das supraleitende System beschreibt, und dem Verhalten der freien Energie F in der Nähe der kritischen Temperatur T_c , sich Aussagen über die Art des Phasenüberganges bei T_c machen lassen. Dieser ist zweiter Ordnung; es nimmt die Dichte der supraleitenden Ladungsträger stetig mit fallender Temperatur zu. Die spezifische Wärmekapazität c ist dagegen beim Übergang von T_c nicht stetig.

Mit der Einführung der Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{gl} , in der sich die räumliche Variation der Ladungsträgerdichte vollzieht, lassen sich zwei Arten von Supraleitern aus dem Verhältnis von magnetischen Eindringtiefe zu Kohärenzlänge an Grenzflächen klassifizieren. Dabei ist der Ginzburg-Landau-Parameter $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ für Supraleiter 1.Art und $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ für Supraleiter 2.Art.

$$\xi_{gl} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m_s|\alpha|}}, \quad \kappa = \frac{\lambda_L}{\xi_{gl}} \quad (2.4)$$

Diese beiden Arten von Supraleiter unterscheiden sich elementar in ihrem Verhalten im äußeren Magnetfeld. Supraleiter 1. Art verdrängen das Feld bis zu einer maximalen kritische Feldstärke B_c aus ihrem Inneren (Meißner-Phase) bis die Supraleitung vollständig zusammenbricht. Supraleiter 2. Art sind hingegen durch zwei kritische Feldstärken B_{c1} und B_{c2} gekennzeichnet, welche über die Meißner-Phase (B_{c1}) hinaus die Supraleitung aufrechterhalten können. Sie lassen es zu, dass Flussschläuche den Supraleiter durchsetzen und schirmen diese durch Ringströme ab. Das sich dabei ergebende hexagonale Gitter ist erstmals durch Abrikosov aus der Ginzburg-Landau-Theorie geschlussfolgert worden. Damit unterscheidet man die Meißner-Phase mit der vollständigen Flussverdrängung von der Shubnikov-Phase mit dem Durchsetzen des Supraleiters mit Fluss. Oberhalb von B_{c2} bricht auch in Supraleitern 2.Art die Supraleitung vollständig zusammen. Jeder einzelne dieser auch als Abrikosov-Vortex bezeichneten Flussschläuche wird von Abschirmströmen umschlossen. Betrachtet man deren Weg, so ergibt sich für die Phase ϕ der Wellenfunktion des Supraleiters eine Bedingung für konstruktive Interferenz, wobei sich ϕ höchstens um Vielfache von 2π ändern darf. Mit

$$n \cdot \Phi_0 = \mu_0 \lambda_L \oint j_s dl + \Phi \quad \text{mit } n \in \mathbf{Z} \quad (2.5)$$

bezeichnet man die Flussquantisierung. Dabei gilt $n \cdot \Phi_0 = \Phi$ wenn man den Integrationsweg in den Supraleiter verlegt und die Stromdichte j_s verschwinden lässt. Φ_0 ist mit $\frac{h}{2e}$ bestimmt und wird als elementares Flussquant bezeichnet. Dieses durch eine Vielzahl von verschiedenen Experimenten nachgewiesene Verhalten der Flussquantisierung ist ein Indiz für die Richtigkeit der Ginzburg-Landau-Theorie. Die in der Definition von Φ_0 enthaltende doppelte Betrag der Elementarladung deutet darauf hin, dass sich bei den die Supraleitung tragenden Ladungen um Paare handeln muss. Es gibt einen Mechanismus der die elektrostatischen Abstoßungskräfte überwindet, und die attraktive Wechselwirkung vermittelt. In der BCS-Theorie wird dies bei metallischen Supraleitern 1.Art z.B. durch virtuelle Phononen übernommen. Dabei bilden je zwei Ladungsträger (Elektronen oder Fehlstellen, also "Löcher") ein Cooper-Paar. Der Gesamtspin dieses neuen Teilchens ist dann 0 (spin-up und spin-down) und unterliegt dann als Boson nicht mehr dem Pauliprinzip des Verbotes

³benannt nach J. Bardeen, L.N. Cooper und J.R. Schrieffer

der gleichen Zustandsbesetzung. Somit können alle supraleitenden Ladungsträger den selben quantenmechanischen Grundzustand annehmen und es erfolgt keine Wechselwirkung mit dem Kristallgitter und der Stromtransport erfolgt verlustfrei. Als wichtiges Indiz für die Richtigkeit der BCS-Theorie gelten die Vorhersagen der Größe und der Temperaturabhängigkeit der Energielücke 2Δ von Supraleitern. Die Energielücke 2Δ , in deren Mitte die Fermi-Energie E_F liegt, folgt unmittelbar aus der Bildung der Cooperpaare. Neben den Cooper-Paaren beteiligen sich für Temperaturen $T > 0\text{ K}$ auch noch Quasiteilchen (ungepaarte Elektronen) am Stromtransport im Supraleiter.

Auch in Hochtemperatursupraleitern ist die Existenz von Cooper-Paaren nachgewiesen worden [BEDNORZ und MÜLLER, 1988], jedoch ist hier der Paarbildungsmechanismus nach wie vor unbekannt. Weiterhin versagt die BCS-Theorie bei der Größe der Energielücke Δ , sowie der Vorhersage der Temperaturabhängigkeit der Eindringtiefe in Hochtemperatursupraleitern [BERLINSKY et al., 1993].

2.2 Josephson-Effekt und DC-SQUIDS

2.2.1 Josephson-Effekt und Josephson-Kontakte

Werden zwei Supraleiter durch eine dünne nicht-supraleitende Barriere getrennt, so wird eine schwache Kopplung der beiden Wellenfunktionen erreicht und ein Suprastrom kann fließen. Diese Schwachstelle (*weak link*) kann durch Isolatoren, Normal- oder Halbleiter, Kombinationen aus diesen oder auch durch Einschnürungen der Schicht hervorgerufen werden. Dieses erstmalig von Brian D. Josephson vorhergesagte Verhalten wird von ihm mit den beiden Josephson-Gleichungen beschrieben [JOSEPHSON, 1962]. Ausgehend von der Suprastromdichte j_s , dem Vektorpotential⁴ \vec{A} und der Phasen ϕ_1 und ϕ_2 der beiden Wellenfunktionen ergibt sich mit der Phasendifferenz ϕ folgender Zusammenhang

$$\vec{j}_s = \hbar \nabla \phi - q_s \vec{A} \quad \Rightarrow \quad \phi = \phi_1 - \phi_2 - \frac{2e}{\hbar} \int_1^2 A_x dx \quad (2.6)$$

Josephson kam damit zu seiner ersten Gleichung, die das Verhalten des Suprastromes I_s über die Barrierenschicht in Abhängigkeit von der Phasendifferenz ϕ und dem kritischen Strom I_C beschreibt.

$$I_s = I_C \sin \phi \quad (2.7)$$

Durch die zeitliche Ableitung der Phasendifferenz gelangte er zu seiner zweiten Gleichung und interpretierte sie als die am Kontakt abfallende Spannung U .

$$\dot{\phi} = \frac{2\pi}{\Phi_0} U \quad (2.8)$$

Daraus ergibt sich bei konstanter Spannung U an der Barrierenschicht ein Wechselstrom $I_s(t)$ mit der Frequenz f .

$$I_s(t) = I_C \sin(\phi_0 + 2\pi f \cdot t) \quad \text{mit} \quad f = \frac{U}{\Phi_0} = \frac{2e}{h} U = 483,6 \frac{\text{GHz}}{\text{mV}} \quad (2.9)$$

Bemerkenswert ist dabei, dass die Frequenz des Wechselstromes nur über Naturkonstanten mit der Spannung U am Kontakt verknüpft ist. Dies führte zu der Überlegung als Eichnormal das Spannungsnormale von vielen in Reihe geschalteten Josephson-Kontakten zu verwenden, da man Frequenzen mit extrem hoher Genauigkeit messen kann [KOHLMANN et al.,

⁴ A_x Komponente von \vec{A} in x-Richtung

2003, KOHLMANN et al., 2007]. Weitere Einsatzmöglichkeiten sind z.B. die Erzeugung und Detektion von elektromagnetischer Strahlung [SEIDEL, 2005].

Aus Gleichung (2.6) kann man aber noch eine weitere Eigenschaft von Josephson-Kontakten ableiten. Ändert man das den Kontakt durchsetzende magnetische Feld \vec{B} so ändert man damit auch die Stromdichte \vec{j}_s . Somit ist der Suprastrom nicht nur von der Phasendifferenz abhängig. Dabei dringt das Magnetfeld mit der Londonschen Eindringtiefe in die beiden supraleitenden Grenzflächen ein und der maximale Suprastrom ist dann die Fouriertransformierte der Stromdichte j_s mit

$$I_s^m(B_y) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} j_s(y, z) e^{i \frac{2\pi}{\Phi_0} d_{eff} B_y} dy dz \right| \quad (2.10)$$

Dabei ergibt sich die effektive Barrierendicke d_{eff} aus den magnetischen Eindringtiefen λ_{SL1} und λ_{SL2} plus der Barrierendicke d . Für den Fall einer homogenen Stromdichteverteilung entlang des Josephson-Kontaktes führt dies zu einer Beziehung, die den aus der Optik bekannten Intensitätsverlauf hinter einem Einfachspalt ähnlich ist. Deshalb wird dieses Verhalten auch als Fraunhofer-ähnliche Figur bezeichnet.

$$I_s^m = I_C \cdot \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)}{\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}} \right| \quad (2.11)$$

Veranschaulichen kann man sich dieses Verhalten durch Flusswirbel, die in die Barrierschicht eindringen (Josephson-Vortices) und damit die Stromdichte über dem Josephson-Kontakt modulieren. Die Josephson-Eindringtiefe ist dabei definiert als:

$$\lambda_j = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 d_{eff} j_s}} \quad (2.12)$$

Aus dem Verhältnis der Breite b der Josephson-Kontakte zu der Josephson-Eindringtiefe λ_j unterscheidet man breite und schmale Kontakte, je nachdem, ob b größer oder kleiner als λ_j ist. Für breite Kontakte müssen zusätzlich noch Eigenfeldeffekte Berücksichtigung finden. Das elektrische Verhalten am Josephson-Kontakte lässt sich gut mit dem RCSJ-Modell⁵ beschreiben. Dazu werden Josephson-Kontakte mit einem Ersatzschaltbild aus einer Parallelschaltung verschiedener Komponenten modelliert, vgl. Abb.2.1(a). Der angelegte Strom I teilt sich hierbei in die Anteile Cooper-Paarstrom I_s , kapazitiver Verschiebestrom I_D , Quasiteilchenstrom I_N , Fluktuationsstrom I_F auf

$$I = I_s + I_D + I_N + I_F = I_C \sin \phi + C\dot{U} + \frac{U}{R_N} + I_F \quad (2.13)$$

Mit der zweiten Josephson-Gleichung (2.8) zusammen ergibt sich eine nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung die normiert auf den kritischen Strom I_C mit der normierten Zeit $\tau = \frac{\Phi_0}{2\pi I_C R_N}$ und der Ersetzung $\beta_C = \frac{2\pi I_C R_N^2 C}{\Phi_0}$ (McCumber-Parameter) die einheitenfreie Form hat⁶

$$i = \sin \phi + \beta_C \ddot{\phi} + \dot{\phi} + i_F \quad (2.14)$$

⁵ resistively and capacitively shunted junction model

⁶ C Kontaktkapazität, R_N Normalleitungswiderstand

Das mechanische Analogon ist das Physikalische Pendel. Prägt man von außen auf ein solches System eine Kraft auf, die das Pendel aus der Ruhelage verdreht, die aber nicht über den Punkt des labilen Gleichgewichts führt, so wird das Pendel nur um die Ruhelage pendeln. Ist die Kraft aber groß genug das Pendel über den Punkt des labilen Gleichgewichts zu führen, so wird sich das Pendel überschlagen. In diesem anschaulichen Bild entspricht die Kraft dem aufgeprägten Strom I und die Rotation des Pendels dem Spannungsabfall U am Kontakt. Der Dämpfungsterm des mechanischen Bildes entspricht hier dem McCumber-Parameter. Im Grenzfall sehr starker Dämpfung $\beta_C \ll 1$ würde das Pendel schnell wieder stehen bleiben, was für Josephson-Kontakte eine nicht-hysteretische I-U-Kennlinie zur Folge hätte. Für sehr schwach gedämpfte Werte für $\beta_C \gg 1$ würde sich das Pendel mehrfach überschlagen, was zu einem hysteretischen Kennlinien-Verlauf nach dem Überschreiten von $I > I_C$ führen würde. Für die Messaufgaben in DC-SQUIDS ist man angehalten nicht-hysteretische Josephson-Kontakte-Kennlinien-Verläufe sicherzustellen, was mit Hilfe von Shunt-Widerständen bei Tieftemperaturkontakten erreicht wird. Für den Grenzfall sehr großer Dämpfung kann $\beta_C = 0$ angenommen werden und unter Vernachlässigung von Fluktuationsströmen kann das zeitliche Mittel der Spannung mit folgendem Gleichung angegeben werden;

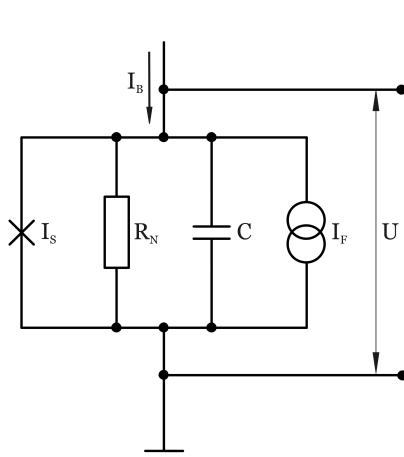
$$\overline{U(t)} = \begin{cases} R_N \cdot \sqrt{I^2 - I_C^2} & \text{für } |I| > |I_C| \\ 0 & \text{für } |I| < |I_C| \end{cases} \quad (2.15)$$

Berücksichtigt man zusätzlich thermische Fluktuationen an Josephson-Kontakten, die aufgrund von Temperaturen $T > 0K$ Berücksichtigung finden müssen, so lässt sich das reale Verhalten von Josephson-Kontakten nicht mehr nur mit dem rauschfreien RCSJ-Modell nach Gleichung (2.15) beschreiben. Dies wird besonders bei den in dieser Arbeit verwendeten Bauteilen notwendig, da sie gekühlt mit flüssigem Stickstoff bei einer Temperatur von 77.4 K arbeiten. Die thermischen Fluktuationen führen dann zu Sprüngen in der Phasendifferenz, die die Kopplung der Supraleiter an den Kontakten stören. Die Theorie von [AMBEGAOKAR und HALPERIN, 1969] beschreibt unter Annahme stark gedämpfter Kontakte dieses Verhalten und ist in guter Übereinstimmung mit den hier vorgestellten Korngrenzenkontakten [GROSS et al., 1990, SCHUSTER et al., 1993, LIEBENBERG et al., 1995]. Eine spezielle Erweiterung für Hochtemperatur-Kontakte ist das intrinsically shunted junction model [GROSS, 1993]. Mit Hilfe modifizierten Besselfunktion I_0 und dem Parameter γ_0 als Maß für die Barrierenhöhe, die dem Phasendrift entgegenwirkt, ergibt sich folgende Darstellung;

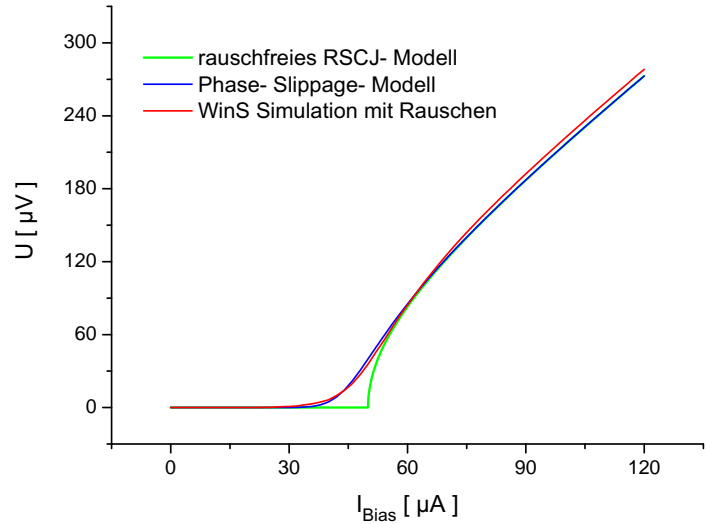
$$\overline{U(t)} = \frac{2I_C R_N}{\gamma_0} \cdot \frac{e^{i\pi\gamma_0} - 1}{e^{i\pi\gamma_0}} \left[\int_0^{2\pi} e^{-i\gamma_0 \frac{\phi}{2}} I_0(\gamma_0 \sin \frac{\phi}{2}) d\phi \right]^{-1}, \quad \gamma_0 = \frac{\Phi_0 I_C(T)}{\pi k_B T} \quad (2.16)$$

Um Simulationen zum Verhalten des SQUIDS und der Gradiometer durchzuführen, wird in dieser Arbeit das Programm *WinS*⁷ verwendet. Dieses arbeitet auf Grundlage der Differentialgleichungen nach dem RSCJ-Modell (vgl. Gleichung (2.14)), jedoch sind im Programm direkt keine Rauscheinflüsse implementiert. Um diese dennoch zu berücksichtigen, werden bei den Simulationen Spannungsquellen verschiedener Frequenzen parallel zum Josephson-Kontakt geschaltet, welche zu Spannungsfluktuationen führen und so die Rauschverrundung der Kennlinie hervorrufen. Eine so simulierte Kennlinie ist in Abbildung 2.1(b) dargestellt. Die Amplitude der Rausch-Spannungsquellen wird hierbei nach der Größe der kritischen Ströme der Kontakte gewählt.

⁷ [WINS, 1998]



(a) RCSJ-Modell



(b) Kennlinien nach verschiedenen Modellen

Abbildung 2.1: (a) Ersatzschaltbild des RCSJ-Modells mit den verschiedenen Anteilen nach Gleichung (2.13). (b) Vergleich des Kennlinienverhaltens bei thermischer Rauschverrundung zum rauschfreien RCSJ-Modell sowie die Umsetzung von Rauscheinflüssen in WinS

2.2.2 SQUIDs zur Magnetfeld-Messung

Ein DC-SQUID besteht aus einem supraleitenden Ring, der durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen ist. Das DC-SQUID kombiniert zwei grundlegende Effekte die auf die Phasenkohärenz in Supraleitern zurückzuführen sind, zum einen die Flussquantisierung des supraleitenden Rings und zum anderen den Josephson-Effekten in dem ihn unterbrechenden Kontakten. Dies zusammen führt zu einer Interferenz, wie es aus der Optik am Beispiel des Doppelspalts bekannt ist. Die Funktionsweise eines DC-SQUIDs ist dadurch geprägt, dass die am DC-SQUID abfallende Spannung durch den durchsetzenden magnetischen Fluss des Ringes verändert wird. Mit Hilfe des single junction models (RCSJ-Modell) kann man sich ein DC-SQUID als eine Parallelschaltung von zwei Josephson-Kontakten vorstellen (Abb. 2.2(a)). Die Vorspannung des DC-SQUIDs zur Funktion im dynamischen Fall erfolgt über einen Versorgungsstrom I_{Bias} der sich entsprechend der kritischen Ströme der beiden Josephson-Kontakte $I_{C,1}$ und $I_{C,2}$ in die zwei Arme des DC-SQUIDs aufteilt. Für den flussfreien Zustand erreicht dann der mögliche Suprastrom seinen Maximalwert. Lässt man ein Magnetfeld die von DC-SQUID eingeschlossene Fläche A_{SQ} durchsetzen, so führt ein angeworfene Abschirmstrom J über die Ringinduktivität L_{SQ} dazu, dass die kritischen Ströme der Josephson-Kontakte moduliert werden durch die Überlagerung der Biasstromanteile und des Abschirmstromes J . Für ganzzahlige Vielfaches von $\frac{\Phi_0}{2}$ kehrt der Strom J sein Vorzeichen um und das DC-SQUID ist am Punkt des minimalen kritischen Stromes $I_{C,SQ}$. Die $I_{C,SQ}$ -Charakteristik moduliert somit zwischen $I_{C,SQ}^{max}$ und $I_{C,SQ}^{min}$ für Werte zwischen $n \cdot \Phi_0$ und $(n + \frac{1}{2}) \cdot \Phi_0$. Der magnetische Fluss Φ_{SQ} im DC-SQUID ergibt sich als Summe vom anliegenden äußeren Fluss Φ_a und dem Eigenfeld durch den Kreisstrom J mit;

$$\Phi_{SQ} = \Phi_a + (L_{geo} + L_{kin}) \cdot J \quad \text{mit} \quad L_{kin} = \frac{\mu_0}{J^2} \int_V \lambda_L^2 \vec{j}_s^2 dV \quad (2.17)$$

Die SQUID-Induktivität L_{SQ} setzt sich hierbei aus der geometrischen Induktivität L_{geo} , welche die Geometrie der Struktur beschreibt, und der kinetischen Induktivität L_{kin} , welche die

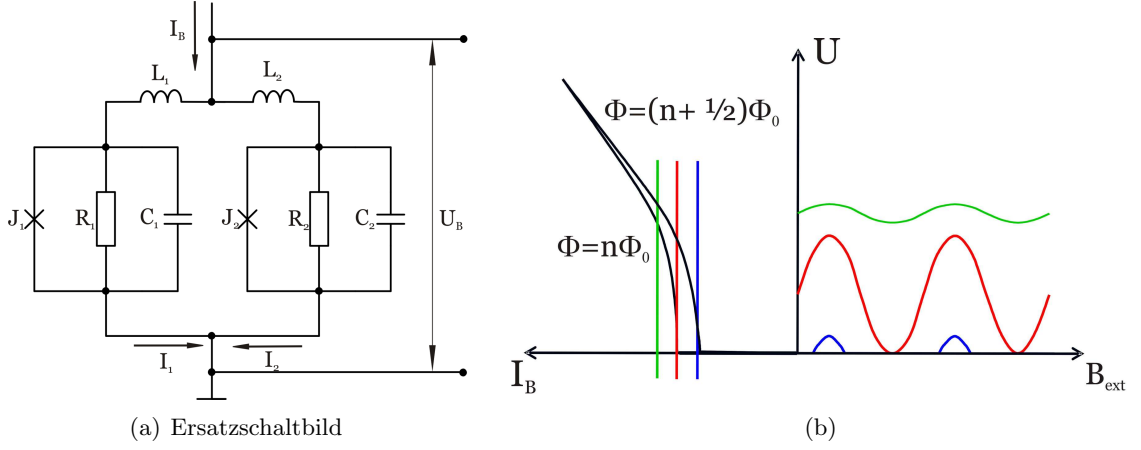


Abbildung 2.2: Ersatzschaltbild eines SQUIDs (a); (b) Zustandekommen der Modulation aufgrund äußeren Flusses

kinetische Energie der supraleitenden Ladungsträger berücksichtigt, zusammen. Speziell bei Hochtemperatursupraleitern liefert die kinetische Induktivität nicht mehr vernachlässigbar geringe Beiträge aufgrund der hohen Londonschen Eindringtiefe [HALBRITTER, 1993], [TÖPFER, 1996].

Eine analytische Lösung des Problems lässt sich bislang nur für Grenzfallbetrachtungen angeben. So geht man bei der Modellierung allgemein davon aus, dass die Kontakte punktförmig ausgedehnt sind (keine Variation des kritischen Stromes der Kontakte vom äußeren magnetischen Fluss Φ_a haben), die Induktivität des Ringes sehr klein ist, die elektrischen Charakteristiken der Kontakte als identisch angesehen werden und thermische Fluktuationen vernachlässigbar klein sind. Dies führt zu einem maximal möglichen Suprastrom über das DC-SQUID mit;

$$I_s^{max} = 2I_C \cdot \left| \cos\left(\pi \frac{\Phi_a}{\Phi_0}\right) \right| \quad (2.18)$$

Für die Fluss-Spannungskennlinie führt dies zu den oben qualitativ beschriebenem periodischen Verhalten

$$\overline{U(t)} = R_N \cdot \sqrt{\left(\frac{I_B}{2} - I_C \left[\cos\left(\pi \frac{\Phi_a}{\Phi_0}\right) \right]\right)^2} \quad (2.19)$$

Abbildung 2.2(b) verdeutlicht das Verhalten im Magnetfeld.

Die charakteristischen Kenngrößen, die bei der Dimensionierung vom SQUID-Layout relevant sind zählen der Abschirmparameter (Induktivitätsparameter) β_L , der Rauschparameter Γ als Quotient von thermischer Energie und Josephson-Koppelenergie und das Verhältnis α als Quotient der SQUID-Induktivität zur Fluktuations-Induktivität L_F .

$$\beta_L = \frac{2L_{SQ}I_C}{\Phi_0} \quad \Gamma = \frac{2\pi k_B T}{I_C \Phi_0} \quad \alpha = \frac{L_{SQ}}{L_F} \quad L_F = \left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \cdot \frac{1}{k_B T}$$

Für Hochtemperatursupraleiter-Anwendungen bei Temperaturen von 77,4 K und realen Induktivitäten zwischen 60...120pH und kritischen Strömen für die Josephson-Kontakte zwischen 20...100μA ergibt dies Werte für $\beta_L = 1 \dots 12$, $L_F \approx 100pH$, $\alpha = 0,6 \dots 1,2$ und $\Gamma = 0,03 \dots 0,16$.

Um die Performance von DC-SQUIDS besser vorhersagen zu können, wurden in den letzten Jahren zahlreiche Simulationen und theoretische Studien betrieben, die das Ziel hatten, das reale Verhalten zu beschreiben. Besonderer Wert wurde dabei auf die Transferfunktion $V_\phi = \frac{\Delta U_{SQ}}{\Delta \Phi_{SQ}}$ gelegt. Sie gibt an, wie stark sich das Spannungssignal ändert, auf Grund einer Flussänderung im SQUID. Damit bestimmt dieser Wert maßgeblich das magnetische Auflösungsvermögen eines DC-SQUID Sensors. Es zeigte sich jedoch, dass die berechneten Werte, sowohl für die Fluss-Spannungs-Charakteristik, als auch für die daraus abgeleiteten Rauscheigenschaften für hochtemperatursupraleitende SQUIDS von den experimentellen Befunden abwichen [GREENBERG, 2002]. Die berechneten Werte waren dabei nicht selten um bis zu einer Größenordnung zu niedrig. Hervorzuheben ist dabei die Arbeit von Enpuku, der auf empirischen Daten basierende Beschreibungen der Transferfunktion für DC-SQUIDS machte [ENPUKU et al., 1993], [ENPUKU et al., 1994], [ENPUKU et al., 1995].

$$\frac{dV}{d\Phi_x} = \frac{4I_C R_N}{\Phi_0(1 + \beta_L)} \cdot \left(1 - 3,57 \frac{\sqrt{k_B T \cdot L_{SQ}}}{\Phi_0} \right) \quad (2.20)$$

$$\frac{dV}{d\Phi_x} = \frac{4I_C R_N}{\Phi_0(1 + \beta_L)} \exp \left(-3,5\pi^2 \frac{k_B T \cdot L_{SQ}}{\Phi_0^2} \right) \quad (2.21)$$

Weiterhin versuchte Chesca eine analytische Theorie für DC-SQUIDS aufzustellen, indem er die zweidimensionale Fokker-Planck Gleichung (2D FPE) aufstellte, die das stochastische Verhalten SQUID unter Berücksichtigung großer thermischer Fluktuationen beschreibt [CHESCA, 1998]. Allerdings gilt diese Theorie nur für kleine Werte $\beta_L \ll 1$ und $\alpha \ll 1$, womit sie nicht praktikabel für Hochtemperatur-DC-SQUIDS ist [GREENBERG, 2002]. Großes Augenmerk wird derzeit auf den Einfluss von Asymmetrien bezüglich der Josephson-Kontakt Parameter I_C und R_N gelegt und deren Einfluss auf die Transferfunktion. So lösten [GREENBERG, 2003] [GREENBERG und NOVIKOV, 2006] die 2D FPE unter Zuhilfenahme des Fluktuations-Disipations-Theorems zur Modellierung des weißen Rauschens der Kontakte und machte damit durch ihre Lösung den Weg frei für eine analytische Beschreibung von DC-SQUIDS mit kleinen Induktivitäten. Die experimentellen Befunde zeigen in diesem Grenzfall gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen für die Fluss-Spannungs-Charakteristik, wobei dieser Erkenntnisprozess noch bei weitem nicht abgeschlossen ist [NOVIKOV et al., 2009], [LUCA, 2009].

2.2.3 Mehr-Josephson-Kontakt Systeme

Betrachtet man Systeme, die aus mehreren Josephson-Kontakten innerhalb eines Zweiges bestehen, müssen auch deren Phasen berücksichtigt werden. Die das dynamischen Verhalten des DC-SQUIDS beschreibende Differentialgleichung wird daher um diese Phasen erweitert und führt zu

$$\beta_C \ddot{\phi}_{k,j} + \dot{\phi}_{k,j} + \sin \phi_{k,j} = \frac{i_b}{2} - \frac{(-1)^k}{2M} \sum_{j=1}^M (\sin \phi_{1,j} - \sin \phi_{2,j}), \quad (2.22)$$

$$k = 1, 2; \quad j = 1, \dots, M$$

Hierbei bestimmt $k = 1, 2$ den jeweiligen Zweig, M die Anzahl der Kontakte j , $\phi_{k,j}$ beschreibt die Phase des jeweiligen Kontaktes. Für $j = 1$ geht diese Gleichung unmittelbar in die eines konventionellen 2-Kontakt DC-SQUIDS über (2.14). Bei der Auswertung der Gleichung mit $j > 1$ ergeben sich andere Lösungen, als bei einem 2-Kontakt DC-SQUID, aufgrund der zusätzlichen Phasen.

Es zeigt sich, dass die Lösung eines konventionellen SQUIDs hier keine stabilen Zustände liefert. Die Forderung nach stabilen Zuständen erfüllt

$$\phi_{1,j} = \tau \frac{i_b}{2} + 2\pi n_{1,j} \quad \phi_{2,j} = \tau \frac{i_b}{2} + 2\pi n_{2,j} \quad (2.23)$$

Die ganzen Zahlen $n_{k,j}$ müssen dabei so gewählt werden, dass die Phasen $\phi_{k,j}$ die Flussquantisierung erfüllen [DARULA et al., 1995a]. Eine Folge hiervon ist der *circulating current*, welcher für eine Phasensynchronisation aller Kontakte sorgt. Die Möglichkeit der Synchronisation ist stark von der Streuung (Spread) der Kontaktparameter, sowie von den Systemgrößen β_L und β_C abhängig. Theoretische Beschreibungen liefern einen maximal zulässigen Spread in den kritischen Stromstärken von 8% bei $\beta_C = 0,3$ [DARULA et al., 1993]. Wobei sich große β_L und große β_C positiv auf die zulässige Streuung auswirken, eine ideales β_L wird mit ≈ 5 angegeben. Für größere Streuungen kann die Phasensynchronisation nicht in allen Fällen aufrechterhalten werden, dies führt zu einer Veränderung im Systemverhalten [DARULA et al., 1993].

Für reale Anwendungen mit Hochtemperatursupraleitern ist jedoch mit einem deutlich kleineren zulässigen Spread zu rechnen.

Für weitere tiefergehende Beschreibungen über das Verhalten und die theoretische Modellierung sei auf [DARULA et al., 1993], [DARULA et al., 1996], [KONOPKA et al., 1996] und [ABAL'OSHEVA und LEWANDOWSKI, 2002] verwiesen.

2.3 Gradiometerkonzepte

Wie im vorstehenden Kapitel beschrieben, ist das DC-SQUID Spannungssignal vom äußeren Magnetfeld abhängig und kann zu dessen Messung genutzt werden. Das Ziel ist nun, dass eine möglichst kleine Feldänderung ΔB_a in eine große Flussänderung $\Delta \Phi_{SQ} = A_{SQ} \cdot \Delta B_a$ führt. Große geometrische Flächen haben auch dementsprechend große Induktivitäten der DC-SQUIDs zur Folge. Da die Durchmodulation des maximalen Suprastromes I_s^{max} jedoch aus dem Verhältnis der kritischen Ströme der Kontakte und der SQUID-Ringinduktivität auf der einen Seite, zu einem halben Flussquant $\frac{\Phi_0}{2}$ auf der anderen Seite abhängt (genau das beschreibt der Induktivitätsparameter β_L) ist man bemüht kleine Induktivitäten zu realisieren. Unter Berücksichtigung der thermischen Fluktuationen lässt sich zeigen, dass ein Optimalwert von $\beta_L \approx 1$ anzustreben ist, wenn man die Energie der Josephson-Koppelenergie $\frac{I_C \cdot \Phi_0}{2\pi}$ mit der im Ring gespeicherten Energie $(\frac{\Phi_0}{2})^2 \cdot \frac{1}{2L_{SQ}}$ vergleicht. Auf der anderen Seite muss man für gegebene thermische Energie $k_B \cdot T$ dessen Verhältnis zur Josephson-Kopplungsenergie berücksichtigen, was durch den Γ -Parameter beschrieben wird. Dieser sollte den Wert $\Gamma = 1$ nicht überschreiten [BUCKEL und KLEINER, 2004]. Demzufolge ist es nicht möglich, durch beliebig kleine Wahl der kritischen Ströme I_C der Josephson-Kontakte große Werte der SQUID-Induktivität zu kompensieren, um den β_L -Wert klein zu halten.

Um dennoch sehr empfindliche Magnetfeldsensoren zu realisieren, dabei aber trotzdem auswertbare SQUID-Spannungssignale sicherzustellen, setzt man Fluss-Transformatoren ein. Diese koppeln dann entweder induktiv Fluss aus großen supraleitenden Antennen in das DC-SQUID ein, oder sind galvanisch mit dem DC-SQUID verbunden. Der supraleitende Fluss-Transformator ist charakterisiert durch die Antennenfläche A_{Ant} , die gegenüber der SQUID-Fläche sehr groß ist, und der Antenneninduktivität L_{Ant} . Bei der galvanischen Kopplung wird der Fluss im SQUID durch den Antennenstrom $I_{Ant} = \frac{\Phi_{Ant}}{L_{Ant}}$, welcher über die Einkoppelinduktivität L_m als Teil der SQUID-Induktivität fließt, verändert. Man vergrößert damit die effektive Fläche des SQUIDs, also das Verhältnis vom äußeren magnetischen Feld zu dem im SQUID sich ändernden magnetischen Fluss Φ_{SQ} .

Solche DC-SQUID Magnetometer sind jedoch für alle Ordnungen des magnetischen Feldes empfindlich. Deshalb ist ihr Einsatz nur in magnetisch geschirmter Umgebung möglich oder unter aktiver Feldkompensation. In magnetisch ungeschirmter Umgebung misst ein Magnetometer jedoch auch ungewollte magnetische Störsignale von selbst weit entfernten Quellen immer mit, da diese als Gleichfeldänderung erscheinen. Um die Detektion von solchen Signalen in ungeschirmter Umgebung zu minimieren, werden Gradiometer-Antennen als Flusstransformatoren verwendet. Dies sind supraleitende Antennen, die in geeigneter Art so verschaltet sind, dass sie die unerwünschten Ordnungen des Störfeldes eliminieren. Bei DC-SQUID Gradiometern 1.Ordnung werden zum Beispiel die Gleichfeldanteile des magnetischen Feldes dadurch unterdrückt, dass das DC-SQUID durch parallel verschaltete Antennen nur den Differenzstrom I_{Diff} auswertet. Der im SQUID erzeugte Fluss Φ_{SQ} ist dann;

$$\Phi_{SQ} = A_{SQ} \cdot B_{ex} + I_{Diff} \cdot L_m \quad \text{mit} \quad I_{Diff} = \frac{\Phi_{Ant,1}}{L_{Ant,1}} - \frac{\Phi_{Ant,2}}{L_{Ant,2}} \quad (2.24)$$

Liegt die feldempfindliche Fläche des SQUIDs A_{SQ} mehrere Größenordnungen unter der der Antennen, so vereinfacht sich Gleichung (2.24). Aus dem Verhältnis von Antennen- und Einkoppelinduktivität zur Antennenfläche ergibt sich die effektive Fläche des Gradiometers, wobei A_{eff} dabei als Koppelfaktor zwischen dem äußeren Feld und dem im SQUID erzeugten Fluss verstanden werden kann.

$$\Phi_{SQ} = I_{Diff} \cdot L_m = \frac{\Delta\Phi_{ex}}{L_{Ant}} \cdot L_m = \Delta B_{ex} \cdot A_{Ant} \cdot \frac{L_m}{L_{Ant}} \quad (2.25)$$

mit $A_{Ant1} = A_{Ant2} = A_{Ant}$ und $L_{Ant1} = L_{Ant2} = L_{Ant}$

$$\Rightarrow A_{eff} = \frac{A_{Ant}}{L_{Ant}} \cdot L_m \quad (2.26)$$

2.4 Rauschverhalten

Als Rauschen bezeichnet man allgemein in der Physik die Fluktuation einer physikalischen Größe. Im Fall von auf DC-SQUIDS basierenden Sensoren ist dies das Spannungsrauschen $\sqrt{S_V}$. Bezüglich der Ursachen dieser Spannungsfluktuationen lassen sich zwei Hauptcharakteristika der spektralen Verteilung der Rauschamplitude unterscheiden, ein frequenzabhängiger Verlauf und ein frequenzunabhängiger Anteil.

Der frequenzunabhängige Anteil des Rauschens hat seine Ursache in thermischen Fluktuationen des Stromes bekannt als Nyquist-Rauschen. Für die Leistungsdichte der Stromfluktuation gilt;

$$S_I(f) = \frac{4k_B T}{R_N} \quad (2.27)$$

Für ein DC-SQUID lassen sich die thermischen Rauschbeiträge in in-Phasen (S_I^{in}) und out-of-Phasen (S_I^{out}) Anteile unterscheiden. Zu dem in-Phasen Anteil kommt es durch die Parallelschaltung der beiden Josephson-Kontakte, wobei deren Phasenbeziehung korreliert. Dies entspricht einem rauschäquivalentem Widerstand von $\frac{R_N}{2}$. Beim out-of-Phasen Anteil betrachtet man die beiden Kontakte als Reihenschaltung mit $2 \cdot R_N$ und das Fluktuieren des Ringstromes erzeugt über die SQUID-Induktivität L_{SQ} den zweiten Teil des Rauschens. Dieser nicht phasenabhängige Anteil ist maßgeblich von der Transferfunktion V_Φ geprägt [TESCHE und CLARKE, 1977], [KOCH et al., 1980], [KOCH et al., 1981]. R_d bezeichnet den dynamischen Widerstand der Kennlinie im Arbeitspunkt.

$$S_V(f) = S_I^{in}(f)R_d^2 + S_I^{out}(f)L_{SQ}^2 \cdot V_\Phi^2 = \frac{4k_B T}{R_N} \left(2R_d^2 + \frac{L_{SQ}^2 V_\Phi^2}{2} \right) \quad (2.28)$$

Durch sub-Harmonische der Oszillationsfrequenz der Josephson-Kontakte kommt ein weiterer Anteil dazu, so dass sich folgender Ausdruck ergibt

$$S_V(f) = \frac{4k_B T}{R_N} \left[2R_d^2 + \frac{L_{SQ}^2 V_\Phi^2}{2} + R_d^2 \left(\frac{I_c}{I} \right)^2 \right] \quad (2.29)$$

Für den frequenzabhängigen, auch als $1/f$ -Rauschen bezeichneten, im allgemeinen aber f^{-n} -abhängigen, Rauschanteil werden Fluktuationen im kritischen Strom δI_C und im Widerstand δR_N verantwortlich gemacht beim Überschreiten des kritischen Stroms I_C [HAO et al., 1996], [MIKLICH et al., 1992]. Als Ursache hierfür werden Ladungsträgertransporte über lokalisierte Zustände (Traps) innerhalb der Barrierenschicht angesehen.

$$S_V(f) = S_i(U - IR_d)^2 + S_r U^2 + k\sqrt{S_i S_r}(U - IR_d)U$$

mit $S_i = \frac{S_V}{I_C^2 R_d^2} = \left(\frac{\delta I_C}{I_C} \right)^2$ und $S_r = \frac{S_V}{I^2 R_N^2} = \left(\frac{\delta R_N}{R_N} \right)^2$ (2.30)

Zu den hier dargestellten intrinsischen Rauschursachen der DC-SQUIDS, die durch die Eigenschaften der Josephson-Kontakte I_C und R_N , sowie der Ringinduktivität L_{SQ} bestimmt werden, kommen noch von der supraleitenden Schicht und deren Geometrie abhängige Anteile hinzu. Sie äußern sich im Flussrauschen, wenn Aufgrund eines äußeren magnetischen Feldes Fluss in die Schicht eindringt und durch die Lorentzkraft vermittelt durch fließende elektrische Ströme im SQUID-Ring oder deren Antennen es zu dissipativen Flussschlauchbewegungen kommt.

Das intrinsische Rauschverhalten $\sqrt{S_V}$ der Sensoren bestimmt auch deren minimale Auflösung von magnetischen Signalen. Durch hochfrequentes Umschalten der Flusszustände $\Delta\Phi_{SQ} = \frac{\Phi_0}{2}$ im SQUID (flux reversal) und Umschalten des Biasstroms (bias reversal) von $+I_B$ auf $-I_B$ lassen sich sehr effektiv spezielle intrinsische Rauschanteile von DC-SQUIDS eliminieren [DRUNG, 2002] [MAGNICON].

DC-SQUIDS werden wegen ihrer nichtlinearen Fluss-Spannungs-Charakteristik, laut Gleichung (2.19) mit SQUID-Elektroniken betrieben. Dies führt zu einer Linearisierung des Spannungsverlaufes vom äußeren Fluss. Dazu wird mit Hilfe einer Fluss-Regelschleife (FLL⁸) der Fluss im SQUID konstant gehalten (oder $n \cdot \Phi_0$ bei Elektroniken mit Φ_0 -Kompensation). Der dafür notwendige Strom der diesen Fluss in der Rückkoppelspule erzeugt, wird dann als Spannungsabfall über einem Widerstand als Messsignal ausgegeben. Mit der Transferfunktion V_Φ und der Basislänge b der Gradiometerantennen ergibt sich die spektrale Flussaflösung und die Feldgradientenaflösung zu;

$$\sqrt{S_\Phi} = \frac{\sqrt{S_V}}{V_\Phi} \quad (2.31)$$

$$\sqrt{S_G} = \frac{\sqrt{S_\Phi}}{A_{eff} \cdot b} \quad (2.32)$$

⁸Flux Locked Loop

3 Das Gradiometer–Layout

Die Anregung für das, im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Gradiometer–Layout stammt von der Gruppe um Soon-Gul Lee der Korea University [LEE et al., 2003].

Es ist ein Gradiometer 2.Ordnung, welches ein 4–Josephson–Kontakt SQUID (4JJS) zum Auslesen der Antennenströme und damit des Flusses nutzt. Die Herstellung erfolgte aus einer $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Dünnschicht, wobei die Josephson–Kontakte über Step–edge Kontakte realisiert wurden. Bedingt durch den hohen technischen Aufwand bei der Herstellung solcher Kontakte bemerkte die Gruppe eine sehr große Ausschussrate bei der Herstellung ihrer Sensoren.

Das Ziel, des in dieser Diplomarbeit entworfenen Layouts, ist die Umsetzung dieses Gradiometer–Prinzip’s auf Grundlage von Bikristall–Korngrenzen– Kontakten, da diese in der Herstellung vergleichsweise einfach zu handhaben sind.

Jedoch zeigen sich bei der Verwendung von Korngrenzen–Kontakten andere Probleme. Im folgenden Kapitel wird auf die Besonderheiten der verwendeten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Korngrenzen–Kontakte auf SrTiO_3 –Substraten eingegangen. Im Anschluss wird auf die Realisierung des 4JJS und die Funktionsweise des Gradiometers eingegangen.

3.1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und Korngrenzen–Kontakte auf SrTiO_3 –Substraten

Das, zu den Kupraten gehörende, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ist einer der bekanntesten Vertreter der Hochtemperatursupraleiter. Diese zeichnen sich durch eine große Energielücke Δ , große Londonsche Eindringtiefen λ_L sowie kleine Kohärenzlängen aus, sie gehören somit zu den Typ–II–Supraleitern. Diese ermöglichen es, Fluss in Form von Flussschläuche (engl. Vortices) eindringen zu lassen.

Die Kristallstruktur (Abb. 3.1) der Kuprate geht auf die der Perowskite zurück. Hierbei bilden Kupferoxid (CuO_2)–Ebenen zusammen mit dem Apex–Sauerstoff der Zwischenschichten Tetraeder aus [BUCKEL und KLEINER, 2004]. Zwischen den Kupferoxidschichten sind Yttrium–Atome eingelagert. Auf jede Doppelschicht des Kupferoxides folgt eine Schicht Bariumoxid.

Die Supraleitung erfolgt innerhalb der CuO_2 –Ebenen, daraus folgt eine starke Anisotropie zwischen den verschiedenen Kristallrichtungen. Die Sprungtemperatur liegt im Bereich von 92 K und ist abhängig von der Sauerstoff–Stöchiometrie in der Kristallstruktur.

Da die Kohärenzlänge entlang der Kupferoxid–Ebenen nur wenige Gitterkonstanten beträgt, wird die Supraleitung an Gitterfehlern geschwächt. Dies bildet die Grundlage für Josephson–Kontakte auf Basis von Korngrenzen [BUCKEL und KLEINER, 2004].

Auf $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ basierende Bauteile werden in Form dünner epitaktischer Schichten hergestellt. Dies erfordert ein angepasstes Substratmaterial. SrTiO_3 erfüllt diese Forderungen. Die Gitterkonstanten des kubischen SrTiO_3 ⁹ weichen nur gering von denen des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ in der a und b Richtung ab, Abbildung 3.1.

⁹Gitterkonstante SrTiO_3 $a = b = c = 0,3905 \text{ nm}$

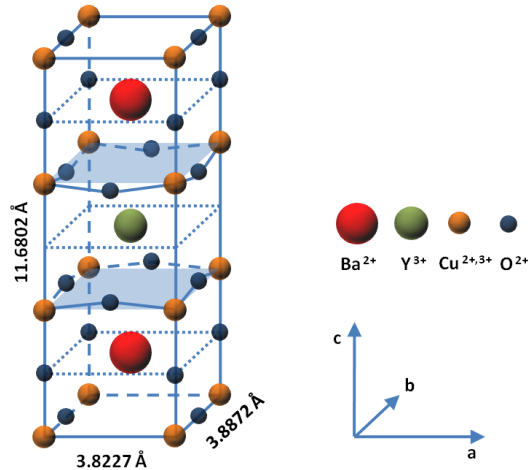


Abbildung 3.1: Einheitszelle der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Kristallstruktur

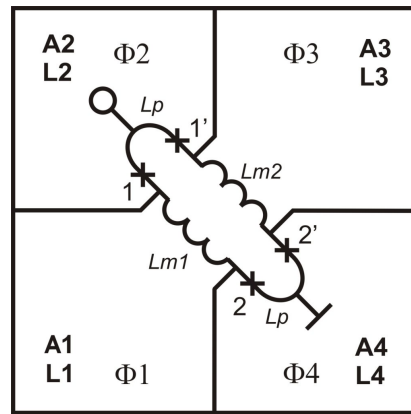
Werden zwei SrTiO_3 -Einkristalle unter einem Winkel versetzt und wieder zusammen gesintert entstehen Kristalldefekte, die Korngrenze des Bikristalls. Wächst $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf diesen Bikristallen auf, übernimmt es diese Defekte, auf diese Weise bilden sich die Josephson-Kontakte entlang der gesamten Korngrenze, diese werden deshalb auch als Korngrenzenkontakte bezeichnet. In dieser Arbeit wurden Bikristalle mit einem Korngrenzenwinkel von $2 \times 24^\circ$ verwendet, auf die 150 nm $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ aufgewachsen wurden. Die Qualität der Josephson-Kontakte wird somit maßgeblich durch den Bikristall und das Schichtwachstum entlang der Korngrenze bestimmt. Aufgrund der Facettierung der Korngrenze, werden starke Streuungen des kritischen Stromes entlang der Korngrenze hervorgerufen. [SHADRIN et al., 2002] und [GERDEMANN et al., 1994] zeigten, dass es bei der Herstellung von Bikristall-Korngrenzen-Kontakten zu einer gaußförmigen Verteilung der kritische Ströme bei gleicher Kontaktbreite kommt.

Für detaillierte Informationen über Korngrenzen-Kontakte sei auf [HILGENKAMP und MANNHART, 1998], [HILGENKAMP und MANNHART, 2002] verwiesen.

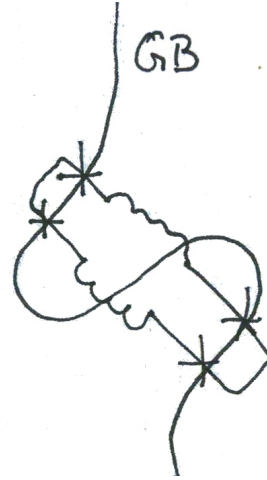
3.2 Layout-Entwicklung

Das 4-Kontakt-Auslesesystem besteht, ähnlich einem konventionellen SQUID mit zwei Kontakten, aus zwei symmetrischen Zweigen, jedoch enthält jeder dieser beiden Zweige zwei Josephson-Kontakte. Getrennt werden die Josephson-Kontakte durch die Induktivitäten $Lm1$ bzw. $Lm2$, diese stellen gleichzeitig die Einkoppelinduktivitäten der Antennen in das SQUID im Gradiometer dar. Die Größe dieser Induktivitäten sowie der parasitären Induktivitäten Lp , welche zusammen die Gesamtinduktivität des 4-Josephson-Kontakt-System bilden, haben großen Einfluss auf die spätere Empfindlichkeit des Gradiometers.

Die Herausforderung bei der Realisierung dieses Prinzips mittels Korngrenzenkontakten liegt darin, die vier Josephson-Kontakte so auf der Korngrenze anzuordnen, dass die Symmetrie der beiden Zweige, hinsichtlich der Einkoppelinduktivitäten gewährleistet wird, da dies unerlässlich für die Funktionsweise ist. Abbildung 3.2(b) verdeutlicht die Vorgehensweise bei der Layoutentwicklung. Die "Korngrenze" wird gedanklich schlangenförmig über die SQUID-Struktur geführt um die Josephson-Kontakte zu erzeugen, wird die Korngrenze wieder gerade gezogen, ergibt sich die mäanderartige Form des SQUIDs entlang der Korngrenze. Weiterhin muss beachtet werden, dass die Abschnitte der Induktivitäten, welche auch über die Korn-



(a) Bezeichnungen des Gradiometers



(b) Prinzip zur Realisierung mit Korngrenzenkontakten

Abbildung 3.2: Prinzipzeichnung des 4-Kontakt-Auslesesystems mit Antennen. 1 bis 2' kennzeichnen die Kontakte in den Zweigen, $Lm1$ und $Lm2$ die Induktivitäten der Einkoppelstege und Lp die parasitären Induktivitäten.

grenze geführt werden, groß genug dimensioniert sind. Diese breiten Josephson-Kontakte werden dann im Betrieb nicht resistiv. Gleiches gilt für die Antennen, die Struktur ist im Bereich der Korngrenze breiter ausgelegt, um Anomalien der Modulationen wie beim Q-Grad zu vermeiden [SEIDEL et al., 2009a].

Das Layout des Gradiometers, sowie eine Detailansicht des Auslesesystems mit Lage der Korngrenze zeigt Abbildung 3.3. Die Größe des Gradiometers beträgt $8.9\text{ mm} \times 8.9\text{ mm}$, die Antennenbreite $400\text{ }\mu\text{m}$. Die Breite der Josephson-Kontakte beträgt $3\text{ }\mu\text{m}$, wie sie standardmäßig im U-Layout der Arbeitsgruppe eingesetzt wird [IL'ICHEV et al., 1996], [SEIDEL et al., 2006].

Die Einkoppelstege sind jeweils $61\text{ }\mu\text{m}$ lang, was etwa der Gesamtlänge des Einkoppelloops des U-Layouts entspricht, mit $8\text{ }\mu\text{m}$ Breite sind sie jedoch fast doppelt so breit. Da die Struktur zwei mal über die Korngrenze geführt werden muss ergibt sich eine SQUID Fläche, die mehr als das Doppelte der Fläche des U-Layouts beträgt, welche sich im Gradiometerbetrieb störend als Magnetometeranteil auswirken wird.

Die Strukturen zur Ankontaktierung sind nicht, wie üblicherweise bei anderen Layouts der Arbeitsgruppe, zweigeteilt auf jeder Seite und werden zum SQUID hin zusammengeführt, sondern bestehen aus einem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Bereich (Abb. 3.3(a)). Auf diesem werden in der weiteren Prozessierung zwei einzelne Gold-Pads aufgesputtert, um eine 4-Punkt-Messung zu realisieren, vgl. Abschnitt 4.1.3. Weiterhin sieht man in Abbildung 3.3(b) die Ansätze der Anschlüsse für Ankontaktierung des Auslesesystems (c, f), sowie die Zuleitungen der Antennen an die Einkoppelstege (a, b) und (d, e).

3.3 Funktionsweise des Gradiometers

Die Funktionsweise des Gradiometers ergibt sich aus der vorzeichenabhängigen Summation der Flüsse, die die Differenzströme der Antennen in den beiden Einkoppelstegen erzeugen.

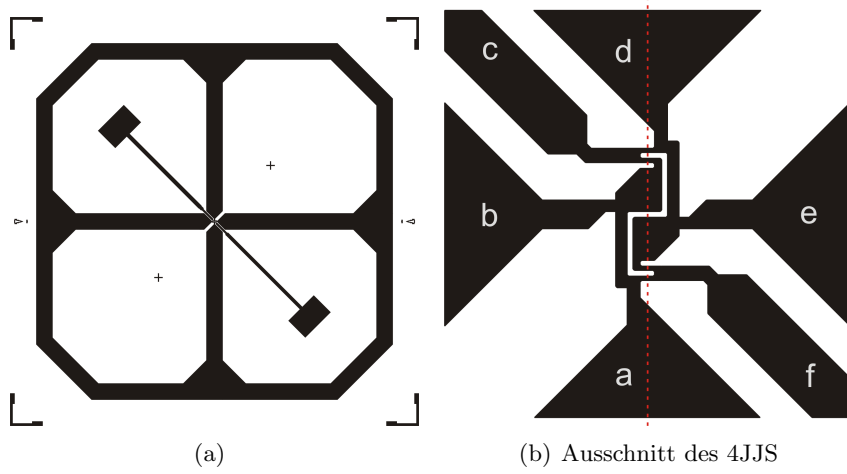


Abbildung 3.3: Layout des Gradiometers. Die Ankontaktierungen des SQUIDs sind durch c und f gekennzeichnet. Die Buchstaben a , b sowie d , e zeigen jeweils die Antennenzuleitungen an.

gen. Die zugrundeliegenden Zusammenhänge zwischen magnetischem Fluss Φ , magnetischer Flussdichte \vec{B} , der durchsetzten Fläche \vec{A} sowie der Induktivität L der Strukturen und dem Strom I liefern die Formeln

$$\Phi = \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A}, \quad \Phi = L \cdot I \quad (3.1)$$

Der Antennenstrom I_A , der aufgrund des äußeren Magnetfeldes B_{ext} angeworfen wird, fließt direkt über den Einkoppelsteg L_m , somit gilt $I_A = I_{Lm}$. Daraus ergibt sich der Zusammenhang, der in Gleichung (2.25) wiedergegeben wird.

Die Funktionsweise des Gradiometers wird stark durch die $I_C R_N$ -Produkte, dabei speziell durch das I_C der Josephson-Kontakte beeinflusst, da diese bestimmen über welche Bereiche des SQUIDs die Antennenströme eingekoppelt werden. Aus Abschnitt 3.1 ist bekannt, dass die Josephson-Kontakte über den gesamten Bereich der Korngrenze eine natürliche Streuung ihrer Parameter aufweisen, welche nicht beeinflussbar ist. Somit kann nicht in allen Fällen von einer Synchronisation aller vier Kontakte ausgegangen werden. Neben der gewünschten Funktion, bei der die vier Kontakte alle phasensynchron sind, diese wird im folgenden als 4er-Konfiguration bezeichnet, besteht die Möglichkeit, dass nur zwei Kontakte synchronisiert sind (2er-Konfiguration).

In Abschnitt 5.2 wird deutlich, dass im Gradiometer nur diese beiden Konfigurationen der Funktionsweise möglich sind, da die Josephson-Kontakte 1 und 1' sowie 2 und 2' jeweils über die supraleitende Antennen synchronisiert werden, unabhängig von der Stärke der Kontakt-Asymmetrien.

Abbildung 3.4 zeigt die Stromverteilungen für beide Konfigurationen. Betrachtet man die Polarität der einzelnen Ströme¹⁰, die in den Antennen A1 bis A4 und im SQUID selber angeworfen werden, ergeben sich folgende Gleichungen für den Fluss im SQUID Φ_{SQ} .

4er-Konfiguration

$$\Phi_{4erSQ} = \frac{L_{m1} + L_{m2}}{L_2 + L_4} \cdot (\Phi_2 + \Phi_4) - \frac{L_{m1}}{L_1} \cdot \Phi_1 - \frac{L_{m2}}{L_3} \cdot \Phi_3 + \Phi_{4JJS} \quad (3.2)$$

¹⁰angenommen wird, dass \vec{B} aus der Papierebene heraustritt

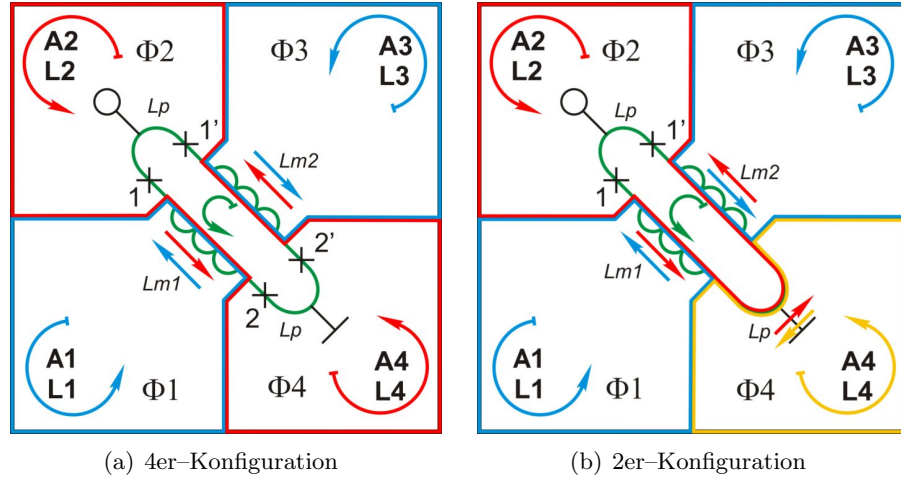


Abbildung 3.4: Ersatzschaltbild mit dem prinzipiellen Verlauf der Ströme im Gradiometer, hervorgerufen von den Antennen (A1 bis A4) und vom SQUID

unter der Annahme vollständiger Symmetrie, d.h.

$L_{m1} = L_{m2} = L_m$ und $L_i = L_A$, $i = 1 \dots 4$ sowie $A_i = A$, $i = 1 \dots 4$ ergibt sich

$$\Phi_{4erSQ} = \frac{2L_m}{2L_A} \cdot (\Phi_2 + \Phi_4) - \frac{L_m}{L_A} \Phi_1 - \frac{L_m}{L_A} \Phi_3 + \Phi_{4JJS} \quad (3.3)$$

$$\Phi_{4erSQ} = \frac{L_m}{L_A} \cdot (\Phi_2 + \Phi_4 - \Phi_1 - \Phi_3) + \Phi_{4JJS} \quad (3.4)$$

In diesem Fall bilden die Antennen A2 und A4 über die Einkoppelstege eine große Antenne, dies drückt der erste Term in Gleichung (3.2) aus. Die beiden kleinen Antennen A1 und A3 arbeiten dieser entgegen. Φ_{4JJS} beschreibt den Magnetometeranteil.

Für Feldgradienten 0.Ordnung ($B = const.$) ist das Gradiometer, bis auf den Magnetometeranteil nicht sensitiv, da sich bereits die Ströme der Antennen im Einkoppelsteg aufheben. Feldgradienten 1.Ordnung koppeln ebenfalls effektiv keinen Fluss ins SQUID, aufgrund der Symmetrie in der Antennenanordnung. Erst für Gradienten höherer Ordnung ist das Gradiometer sensibel.

2er-Konfiguration Für diese Konfiguration wird angenommen, dass die Kontakte 1 und 1' ein wesentlich niedrigeres $I_C R_N$ -Produkt haben als die anderen beiden, sich somit noch im supraleitenden Bereich befinden. Dies macht es für den Antennenstrom attraktiver direkt über den parasitären SQUID-Anteil L_{par} zu gehen, siehe Abbildung 3.4(b). Der Fluss im SQUID ergibt sich zu

$$\Phi_{2erSQ} = \frac{L_{m1} + L_{m2} + L_{par}}{L_2} \cdot \Phi_2 - \frac{L_{m1}}{L_1} \cdot \Phi_1 - \frac{L_{m2}}{L_3} \cdot \Phi_3 - \frac{L_{par}}{L_4} \cdot \Phi_4 + \Phi_{4JJS} \quad (3.5)$$

unter der Symmetrieannahme wie bei der 4er-Konfiguration ergibt sich folgende Vereinfachung

$$\Phi_{2erSQ} = \frac{L_m}{L_A} (2 \cdot \Phi_2 - \Phi_1 - \Phi_3) + \frac{L_{par}}{L_A} (\Phi_2 - \Phi_4) + \Phi_{4JJS} \quad (3.6)$$

Auch diese Gradiometer Konfiguration ist nichtsensitiv für Konstantfelder, da sich alle Flussanteile aufheben, unter Vernachlässigung des Magnetometeranteils. Für Feldgradienten 1.Ordnung zeigt sich jedoch bei dieser Konfiguration eine Abhängigkeit.

4 Experimentelle Methoden und Messtechnische Aspekte

4.1 Herstellung der Sensoren

Im folgenden Kapitel wird die Schichtherstellung und Prozessierung der Sensoren erläutert. Der Rahmen der vorliegenden Arbeit beginnt jedoch erst mit der Prozessierung, die Herstellung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Schichten erfolgte von einem anderen Teil der Arbeitsgruppe, der darauf spezialisiert ist. Im Weiteren wird auf die Charakterisierungsmethoden der Sensoren, sowie damit verbundene Neuerungen in der Messtechnik eingegangen.

4.1.1 Schichtherstellung

Von entscheidender Wichtigkeit für Qualität der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten ist eine hohe kristallografische Ordnung, sowie die Stöchiometrie, speziell die Sauerstoffkonzentration. Um dies zu gewährleisten wird das *Pulsed Laser Deposition* (**PLD**) Verfahren genutzt.

Dabei wird das Targetmaterial, welches die gewünschte Stöchiometrie aufweist, einem hochenergetischen Laserpuls im *ns*-Bereich ausgesetzt. Über Wechselwirkungsprozesse der Laserstrahlung mit Leitungselektronen, welche wiederum ihre Energie durch Stöße an das Gitter weitergeben, wird das Targetmaterial ins Plasma überführt. Dieses expandiert unter weiterer Energieaufnahme aus dem Laserpuls isotherm ins Vakuum. Mit Ende des Pulses tritt eine adiabatische Expansion ein, welche sich als Plasmafackel senkrecht zum Target äußert. Über die Plasmafackel wird das Targetmaterial auf das Substrat abgeschieden. Da der Prozess außerhalb des thermischen Gleichgewichts stattfindet, bleibt die Stöchiometrie trotz verschiedener Partialdrücke erhalten [GROSSE, 2005]. Die Schichtdicke der vorgestellten Sensoren beträgt 150 nm .

4.1.2 Strukturierung der Schichten

Zur Strukturierung werden zwei wesentliche Prozessschritte durchgeführt:

1. Aufbringen einer Lackmaske des Layout-Struktur mittels Photolithografie
2. Strukturierung durch Ätzen, typischerweise Ionenstrahlätzen; dabei werden die nicht durch Lack geschützten Bereiche entfernt

Photolithografie

Zur Herstellung der Strukturen wird Photolithografie verwendet. Diese ist im Vergleich zur Elektronen-Lithografie zwar ungenauer, erreicht aber für Strukturen im μm -Bereich ausreichende Genauigkeiten. Weiterhin ist sie technologisch weniger aufwendig und zur Erstellung von großen Strukturen, wie z.B. Antennen, schneller.

Hierzu wird zunächst UV-empfindlicher Lack auf die, mit Aceton und Isopropanol, gereinigte Schicht aufgeschleudert und gebacken. Die Dicke des Lacks liegt im Bereich mehrerer μm um einen ausreichenden Schutz beim Ätzen zu bieten. Der verwendete Lack AZ 5214¹¹ kann

¹¹Microchemicals GmbH, Schillerstraße 18, 89077 Ulm

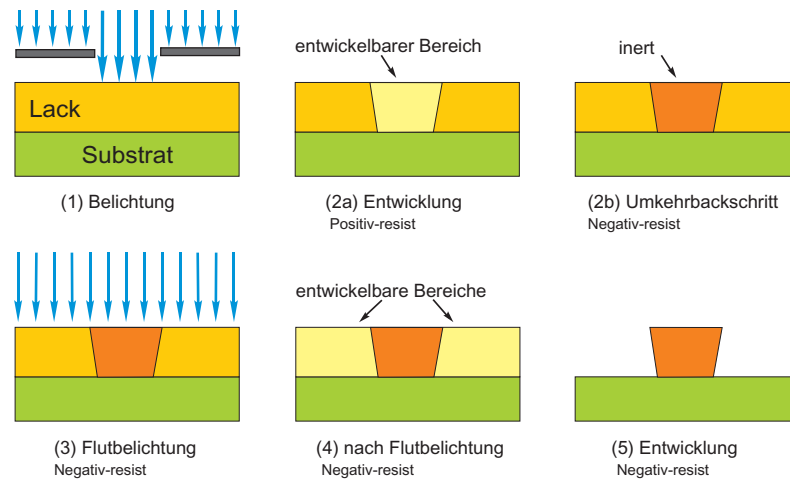


Abbildung 4.1: Prozessschritte bei der Photolithografie

sowohl als Positiv-resist, hierbei werden die Bereiche, die bei der Belichtung nicht durch die Maske geschützt waren gelöst, als auch im Negativ-resist Verfahren, welcher meist für Lift-Off Prozesse verwendet wird. Beide Prozessschritte verdeutlicht Abbildung 4.1.

Im Belichter wird die Chrommaske mit der Struktur über dem belackten Substrat positioniert und mit UV-Licht bestrahlt (1). Speziell für Gradiometer und SQUIDs ist die Ausrichtung der Maske über der Korngrenze extrem wichtig. Zu diesem Zweck ist ein spezieller Substrathalter entwickelt worden, der durch niederenergetische¹² gelbe SMD-LEDs¹³ die Korngrenze indirekte beleuchtet und so eine exakte Ausrichtung der Maske ermöglicht [SCHINKEL, 2009]. Bei der Belichtung werden photo-chemische Reaktionen im Lack aktiviert, diese Bereiche werden bei der anschließenden Entwicklung gelöst (2a). Soll ein Negativ der Maske erstellt werden (Negative-resist) wird nach der Strukturbelichtung nicht entwickelt, sondern ein Umkehrbackschrift (2b) durchgeführt. Durch diesen Prozess wird der bereits belichtete Bereich chemisch stabilisiert (inert) (2b). Bei der anschließenden Flutbelichtung (3) werden die zuvor geschützten Bereiche entwickelbar (4) und können entfernt werden (5).

Argon-Ionenstrahlätzen

Zur Strukturierung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten wird das Argon-Ionenstrahlätzen verwendet, da dies die benötigte Genauigkeit für Strukturen im μm -Bereich liefert.

Hierbei werden in einer *Kaufmannquelle* Argonatome durch beschleunigte Elektronen ionisiert und über ein elektrisch geladenes Gittersystem in Richtung des Substrates beschleunigt und fokussiert. Um ein Aufladen des Substrates zu verhindern, emittiert eine weitere Glühkathode Elektronen, die den Ionenstrahl neutralisiert. Der neutralisierte Teilchenstrahl trägt die Probenschicht durch Impulsübertragung ab. Dieser Prozess führt zu einem hohen Wärmeeintrag in das Substrat und den Substrathalter, weshalb eine ausreichende Kühlung gewährleistet sein muss.

Das Ionenstrahlätzen ist mit hohem technologischen Aufwand verbunden. Daher bietet das nasschemische Ätzen mit 0,15%-iger Salzsäure eine schnelle und einfache Alternative, wenn große Strukturen bearbeitet werden, bei denen Unterätzungen weniger kritisch sind, z.B. beim Abtrennen von Antennenstrukturen.

¹²um die Belichtungsreaktion im Lack nicht auszulösen

¹³surface-mounted device-Light Emitting Diode

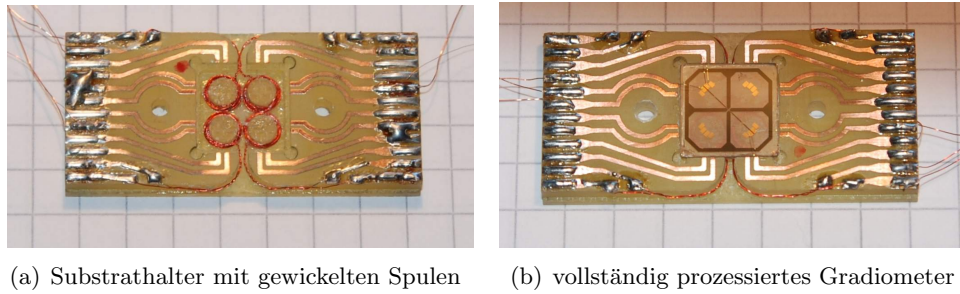


Abbildung 4.2: Foto des Substrathalters und eines Gradiometers (*Rastermaß* 5 mm)

4.1.3 Ergänzende Technologieschritte

Kathodenzerstäubung

Zur Ankontaktierung wird eine ca. 100 nm dicke Gold Schicht mittels Kathodenzerstäubung (auch *Sputtern*) auf den Strukturen deponiert. Um deren Haftfestigkeit zu erhöhen ist bereits bei der Abscheidung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten *in situ* mittels PLD eine wenige nm dicke Goldkeimschicht aufgebracht worden.

Vor dem Sputtern wird in einem zweiten Photolithografieschritt Lift-Off Lackmaske aufgebracht, die nur die Bereiche der Ankontaktierungspads frei hält.

Beim Sputtern wird das Target durch Beschuss mit hochenergetischen Edelgasionen abgetragen und es schlagen sich die Targetatome auf dem Substrat nieder. Dazu wird zwischen dem Target (Gold-Kathode) und dem Substrat eine negative Spannung einiger 100 Volt angelegt (*DC-Sputtern*), dies führt zu einer Glimmentladung im Sputtergas (Argon bei 2 Pa Restgasdruck) und ionisiert dieses. Die entstandenen Ar^+ -Ionen werden zur Kathode beschleunigt und wechselwirken mit dem Targetmaterial, was zur Zerstäubung führt.

Passivierung

Viele Sensoren der Arbeitsgruppe werden durch SiO_2 bzw. amorphes $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ passiviert um eine Langzeitstabilität der Sensorparameter zu gewährleisten [SEIDEL et al., 2007]. Ohne eine solche Passivierung tritt bereits nach kurzer Zeit eine Verschlechterung der Schichtparameter und damit der Bauteileigenschaften ein, bis hin zum Verlust der supraleitenden Eigenschaften der Bauteile.

Da dies jedoch die erste Arbeit zu dem neuen Layout, speziell des 4-Josephson-Kontakt-System ist, wurde auf die Passivierung bewusst verzichtet, um flexibel hinsichtlich der Ankontaktierungsmöglichkeiten und weiterer Ätzprozesse zu bleiben, z.B. bei der Vermessung der Einzelkontakte (Abschnitt 5.1.2). Somit ist eine zügige Durchführung aller Experimente nötig, die leider nicht immer gewährleistet werden konnte.

Substrathalter und Bonden

Die vollständig strukturierten Sensoren, werden nach dem abschließenden Lift-Off Prozess auf spezielle *GFK*¹⁴-Substrathalter aufgeklebt und mit feinen Gold Drähte angebondet, um eine leichte Ankontaktierung im Messstab zu ermöglichen. In dem Substrathalter [STEPPKE, 2007] sind Einkerbungen eingelassen, um vier einzelne Spulen ($\varnothing 4$ mm) symmetrisch unter

¹⁴Glasfaserverstärkter Kunststoff

den Antennen anzubringen. Diese ermöglichen die Anregung der einzelnen Antennen, welche einen wichtigen Teil zur Charakterisierung des neuen Gradiometer-Layouts hinsichtlich Funktionsweise und Rauscheigenschaften beitragen (Abschnitt 5.3.1 und 5.3.4).

4.2 Messtechnik und Messsysteme

Die Bauteilcharakterisierung stützt sich hauptsächlich auf die Kennlinienaufnahme. Um auf die Besonderheiten des neuen Layouts eingehen zu können, sind umfangreiche Weiterentwicklungen der vorhandenen Messtechnik, sowie neue Messaufbauten und Geräte nötig. Diese werden im folgenden erläutert.

4.2.1 Stromquelle “One4All”

Die Aufnahme der Strom-Spannungs- sowie Fluss-Spannungs-Charakteristika erfolgt stromgetrieben, d.h. zur Messung wird eine steuerbare Stromquelle benötigt. Weitere Anforderungen, die an eine Stromquelle zur Vermessung von supraleitenden Bauelementen gestellt werden, sind ein niedriges Gesamtstromrauschen sowie eine hohe Stromauflösung im sub- μA -Bereich.

Die neu aufgebaute 4-fach Stromquelle “One4All” ist die Weiterentwicklung des Prototyps der LF353-Stromquelle [STEPPKE, 2007], basierend auf integrierten JFET¹⁵-Doppelverstärkern. Durch die Kombination mehrerer Quellen ist es nicht mehr nötig, mit verschiedenen Stromquellen, z.B. bei Modulationsmessungen, zu arbeiten. Hierbei erfolgt die Steuerung des Ausgangsstromes I_{out} über die AD-Wandler-Karte ($\Delta U = \pm 10\text{ V}$) des Messrechners. Unter der Annahme eines unendlich hohen Eingangswiderstandes des OPV's gilt der Zusammenhang

$$I_{out} = \frac{\Delta U}{R_5} \quad (4.1)$$

Der Widerstand R_5 bestimmt somit maßgeblich den einstellbaren Strombereich und die Stromauflösung.

Weiterentwicklung der Stromquelle

Im Vergleich zum Prototyp sind folgende Neuerungen vorgenommen worden. Die Spannungsstabilisierung wurde auf $\pm 18\text{ V}$ erhöht. Dies macht es möglich Ausgangsströme von bis zu $\pm 5\text{ mA}$ stabil, bis zu einer Belastung von $1\text{ k}\Omega$ zu liefern. Für die Einzelstromquellen wurden die Bereiche auf $\pm 2\text{ mA}$ für den Einsatz als Biasstrom und $\pm 5\text{ mA}$ für die Spulensteuerung festgelegt (Zuordnung siehe Anhang A.1). Die Belastungsgrenze ist bei der Wahl der Messstäbe zu beachten, da teilweise Widerstände in den Eingangsfiltern verbaut sind. In der neuen Stromquelle sind bereits 8 kHz Filter integriert, so dass in den Messstäben darauf verzichtet werden kann.

Besonderen Wert ist auf die Verschaltung gelegt worden. Beim Ausschalten der Einzelquellen wird sowohl der Ausgang auf Masse gelegt, als auch der Spannungseingang. Ersteres entlädt den Kondensator des Tiefpasses. Dies dient als Schutz der Bauteile, da ansonsten der Entladestrom über diese abfließen würde, was zur Zerstörung der Josephson-Kontakte führt. Daher sind bei Umbauten am Messaufbau grundsätzlich die Einzelstromquellen abzuschalten. Der Spannungseingang wird kurzgeschlossen, um die Verstärker nicht unnötig zu belasten. Wichtig hierbei ist, die Einzelstromquelle nicht bei offenem Steuereingang anzuschalten, da das den maximal möglichen Ausgangsstrom hervorrufen würde, siehe Gleichung (4.1) für $\Delta U \rightarrow \infty$.

Die Schaltpläne sowie die Verschaltung befindet sich im Anhang A.1.

¹⁵Sperrschicht-Feldeffekttransistor, engl. junction-field-effect transistor

Rauscheigenschaften der Stromquelle

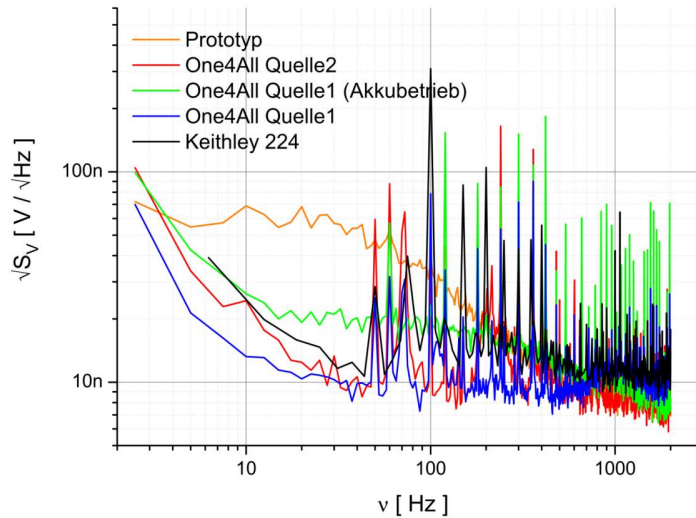


Abbildung 4.3: Vergleich des Spannungsrauschens eines Josephson-Kontaktes für verschiedene Stromquellen

Die Qualität der Stromquelle, für den Vermessung von supraleitenden Bauelementen, zeigt sich in ihren Rauscheigenschaften. Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich zweier Quellen der neu gebauten Stromquelle ($Q1 \pm 2 \text{ mA}$, $Q2 \pm 5 \text{ mA}$) mit dem Prototyp, sowie der Keithley 224, welche vorher üblicherweise verwendet wurde. Die Rauschspektren sind mit dem Spektrumanalyser Ono Sokki CF-5210, am Einzelkontakt 2' der Probe B134e, bei einem Biasstrom von $I_{Bias} = 250 \mu\text{A}$ aufgezeichnet worden. Ein Einzelkontakt wurde gewählt, da dies den Einsatzbereich der Stromquellen darstellt. Zwischen den einzelnen Stromquellen zeigen sich hinsichtlich des Spannungsrauschens des Kontaktes keine großen Unterschiede. Über den differentiellen Widerstand der Kennlinie für den eingestellten Biaswert lässt sich das Spannungsrauschen in Stromrauschen umrechnen, was jedoch für den Vergleich der Stromquellen überflüssig ist. Diese Messung zeigt, dass die neue Stromquelle eine gute Alternative zu Keithley 224 darstellt.

Weiterhin wurde die Quelle 1 der "One4All" im Akkubetrieb vermessen, um zu klären, ob die Entkopplung vom Stromnetz eine Verbesserung der Rauscheigenschaften bietet. Dies war nicht der Fall. Ursachen hierfür liegen im Gesamtsystem des Messaufbaus. Die Stromquelle allein ist hierbei nicht der rauschbegrenzende Faktor, da sowohl die Steuerung der Stromquelle (DA-Wandler Karte) als auch die Spannungsmessung (Spektrumanalyser bzw. Messrechner) nachwievor an das 50 Hz-Stromnetz gekoppelt ist. Eine Verbesserung kann daher nur erreicht werden, wenn das gesamte Messsystem galvanisch vom Stromnetz getrennt wird. Dies würde aber einen unverhältnismäßig hohen Aufwand erfordern.

4.2.2 5-Spannungs-Messstab "GiveMe5"

Zur Untersuchung der speziellen Vorgänge im 4-Josephson-Kontakt-System, z.B. etwaige Phasensynchronisation, wurde ein neuer Messstab entwickelt, welcher gleichzeitig fünf Spannungen messen kann. Somit besteht die Möglichkeit die Spannungen über den vier einzelnen Kontakten sowie die Gesamtspannung des SQUIDS gleichzeitig zu messen. Weiterhin verfügt der Messstab über ungefilterte Eingänge für Bias- und Spulenstrom (Modulationskennlinien). Für eine hohe Flexibilität der Einsatzgebiete, ist es durch die Verschaltung möglich,

zwischen Spannungsmessung und Stromeinspeisung der fünf Anschlüsse zu wechseln. Somit bietet sich die Möglichkeit neben der 5-U-Messung, mehrere Einzelkontakte während eines Einkühlzykluses zu charakterisieren oder auch verschiedene Spulenanregungen durchzuführen (vergleiche Abschnitt 5.3.1).

Aufgrund des geringen Spannungsabfalls über einem DC-SQUID, der im μV -Bereich liegt, wird das Signal zur Messung um den Faktor 1000 verstärkt. In kommerziellen Elektroniken werden diese Verstärkungsfaktoren über eine Kaskadierung mehrerer kleiner Verstärkerstufen realisiert, dies garantiert ein niedriges Verstärkerrauschen. Aus Platz- und Kostengründen kann solch eine Kaskadierung im Messstab nicht angewendet werden.

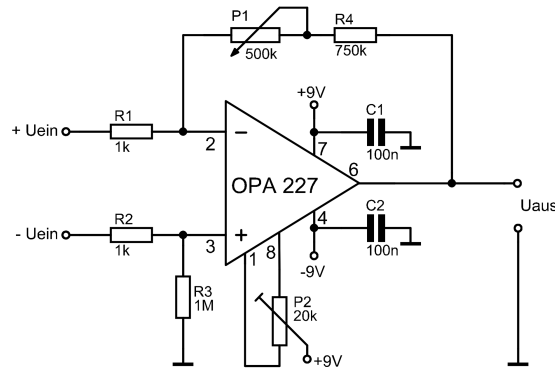


Abbildung 4.4: Schaltplan des Differenzverstärkers

Die verwendeten Verstärkerschaltungen basieren auf einfachen OPV-Differenzverstärkern, analog Abbildung 4.4. Bei der Wahl der OPVs müssen die Rauscheigenschaften und der Verstärkungsfaktor berücksichtigt werden. Sehr rauscharme OPV's neigen bei großen Verstärkungsfaktoren zum Schwingen, wichtiger Parameter hierbei ist der Ruhestrom¹⁶ des OPV. Dieser bezeichnet die Stromaufnahme des Verstärkers bei kurzgeschlossenem Eingang, dieser sollte maximal im Bereich weniger mA liegen. Unter Beachtung all dieser Faktoren wurde der OPA227 gewählt [TEXAS].

Da die Gesamtschaltung durch die fünf OPV's und der Indikator-LED's einen höheren Stromverbrauch, als andere Messstäbe, aufweist, ist auf Netzbetrieb ausgewichen worden. Dazu ist eine Stabilisierungsschaltung der Versorgungsspannung auf 9 V nötig. Dies erfüllen die Festspannungsregler 78L09 (positive Spannung) und 79L09 (negative Spannung). Bei Tests zeigte sich, dass diese Regler unter der Standardbeschaltung nach Datenblatt [78L], beim An- und Abschalten der einzelnen Verstärker zu hochfrequenten Schwingungen neigen, welche sich auf die OPV's übertragen. Durch intensive Recherche zum Verhalten und Beschaltung der Regler konnte folgende optimierte Beschaltung, nach Abbildung 4.5, das Problem lösen [SCHAERER]. Zum Schutz der Spannungsregler und der Gesamtschaltung sind die Rücklaufdioden $D1$ bis $D4$ eingebaut worden. Diese verhindern, für den Fall, dass die Spannung am Ausgang höher ist als die Eingangsspannung, z. B. bei Entladevorgängen nach dem Abschalten, ein Zurückfließen des Stromes in die Reglerausgänge, was zur Zerstörung führt. Die Kondensatoren $C1$, $C2$ und $C5$, $C6$ dienen der Unterdrückung hochfrequenter Oszillationen. Diese sind bereits laut Datenblatt vorgesehen, reichen jedoch nicht aus die Spannungsspitzen bei den Ein- und Abschaltevorgängen zu dämpfen. Hierzu werden zusätzlich die Elektrolytkondensatoren $C3$ und $C4$ eingesetzt. Diese Elektrolytkondensatoren bestimmen

¹⁶engl. quiescent current

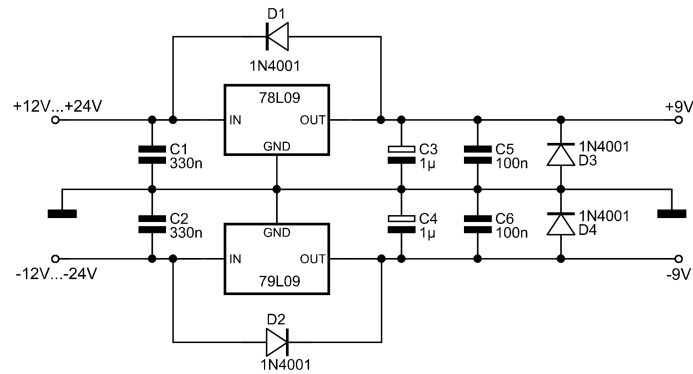


Abbildung 4.5: Optimierte Schaltung der Spannungsstabilisierung

durch ihre Kapazitäten die Amplitude des Einschwingvorgangs. Hierbei gilt, je größer die Kapazität, desto kleiner die Amplitude. So beeinflussen sie das dynamische Verhalten des Reglers in Bezug auf Änderungen in der Eingangsspannung und der Last (Ein- Ausschalten der Verstärker). Beim Schaltungsdesign sollten alle Kondensatoren so nah wie möglich an die Anschlüsse der Regler gebracht werden. Eine ausführliche Dokumentation des Schaltung sowie der Anschlussbelegung der Messstabspitze befindet sich im Anhang A.2.

Die gesamte Schaltung befindet sich zur HF-Schirmung gegen äußere Einflüsse in einem geschlossenen Aluminiumkasten (Stabkopf). Der Körper des Messstabes besteht aus nicht-magnetischem Neusilber, einer Legierung aus Nickel, Kupfer und Zink und weiteren Komponenten aus Messing und Kupfer. Außerdem stehen μ -Metall-Schirmungen zur Verfügung. Die recht massive Bauweise des Messstabes, v. a. im Bereich des Übergangs zur Stickstoffkanne, führt zu einer längeren Einkühlzeit als bei anderen Messstäben. Dies muss bei Messungen beachtet werden, um Fehler zu vermeiden. Da mit sehr kleinen Strömen und Spannungen gearbeitet wird, ist es unerlässlich, dass alle Masse-Komponenten elektrisch leitend miteinander verbunden sind, diese sich somit auf einem gemeinsamen Potential befinden und sternförmig verbunden sind, um induktive Netzfrequenzen (sogenannte Brummschleifen) zu vermeiden.

4.2.3 Messaufbauten zur elektrischen Charakterisierung

Kennlinien

Der Messaufbau zur elektrischen Charakterisierung der Sensoren erfolgt analog Abbildung 4.6. Zur Vermessung der Proben werden diese in der Messstabspitze fixiert und so ankontaktiert, dass eine 4-Punkt-Messung erfolgt. Dies ist aufgrund der geringen Ströme und Spannungen am Bauteil nötig. Mit der 4-Punkt-Messung vermeidet man ungewollte Spannungsabfälle an den Zuleitungs- und Übergangswiderständen der Anschlüsse. Für die elektrischen Charakterisierungen wurden die beiden Messstäbe "Bili", für I-U-Kennlinien und Modulationsmessungen, sowie der neu entwickelte Messstab "GiveMe5" (5-U-Messung, Einzelkontakte und verschiedene Spulenanregungen) verwendet. Bei beiden Messstäben kann zwischen ungeschirmten und Messungen mit einer μ -Metall Schirmung gewählt werden. Den Biasstrom sowie, bei Fluss-Spannungs-Kennlinien (U- Φ -Kennlinien), den Spulenstrom liefert die neue Stromquelle "One4All" mit vier unabhängig regelbaren Stromquellen. Deren Steuerung erfolgt über LabView-Programme, via AD-Wandler-Karte. Zum Messen des Spannungsabfalls über dem SQUID, welcher im internen Messstabverstärker um Faktor 1000 verstärkt wurde,

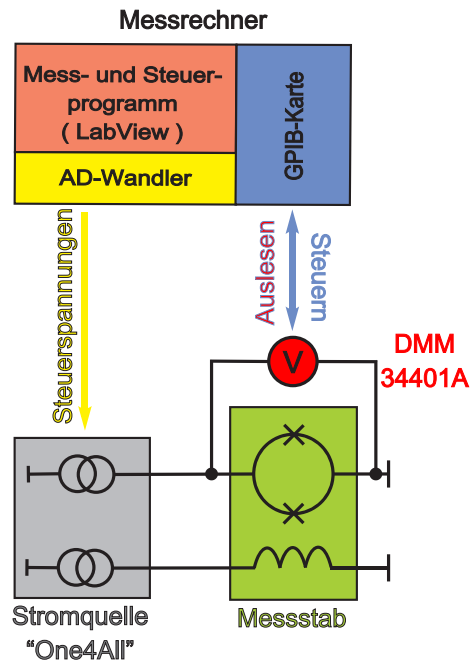


Abbildung 4.6: Messaufbau zur Kennlinienaufnahme

wird das Digitalmultimeter *DMM 34401A* verwendet. Dessen Steuerung und Auslesen erfolgt über die GPIB-Karte im Messrechner.

Für die Bestimmung der Strom-Spannungs-Charakteristik sowie der Modulationsmessung stehen verschiedene LabView-Programme zur Verfügung. Ersteres wurde für die 5-U-Messungen dahingehend modifiziert, dass gleichzeitig fünf Digitalvoltmeter angesprochen und ausgelesen werden können.

Rauschmessungen

Alle Rauschmessungen wurden in magnetisch ungeschirmter Umgebung mit Hilfe der Magnicon-Elektronik im NDE¹⁷-Messstab und dem zugehörigen Kryostaten durchgeführt. Aufgrund nicht genau klassifizierbarer Störeinflüsse während der Messungen wurde eine HF-Schirmung aus Aluminiumfolie gebaut, welche die Störungen erfolgreich unterdrücken konnte.

4.2.4 Line- und Rotationscans

Linescans werden typischerweise zur Bestimmung der effektiven Fläche von Gradiometern verwendet [FÖRSTER, 2006]. Hierzu wird ein stromdurchflossener Draht im definierten Abstand zum Gradiometer bewegt. Aus Abstand und Stromstärke lässt sich über das Biot-Savart'sche Gesetz die effektive Fläche bestimmen.

Um das Verhalten des neuen Gradiometer-Layouts bei verschiedenen Feldkonfigurationen zu untersuchen, sind neben den üblichen Linescans auch Rotationscans durchgeführt worden. Hierzu wird die gesamte NDE-Anlage genutzt [MÜLLER, 2001], die Messanordnung zeigt Abbildung 4.7. Das Gradiometer wird liegend in den NDE-Messstab montiert und mit der Magnicon-Elektronik im rückgekoppelten FLL¹⁸-Modus betrieben. Zur Auswertung der

¹⁷non-destructive evaluation of materials

¹⁸Flux Locked Loop

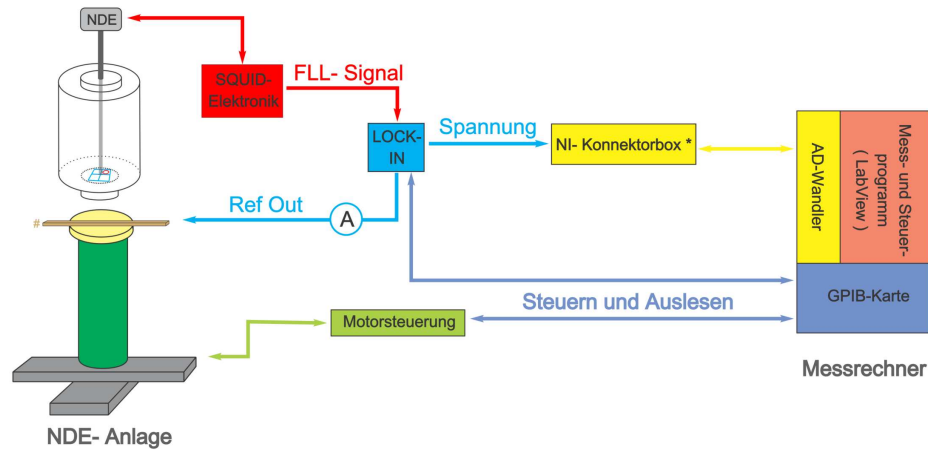


Abbildung 4.7: Aufbau zur Ansteuerung und Messung der Line- und Rotationsscan's

äußeren Flussänderung muss das Verhältnis zwischen gemessener Spannung und dabei im SQUID erzeugtem Fluss bekannt sein. Diese stellt eine feste Größe im Messsystem dar und wird im Vorfeld ermittelt, die Angabe erfolgt üblicherweise in V/Φ_0 .

Für die Scans bietet die NDE-Anlage die Möglichkeit den Probenstisch in x- und y-Richtung zu verfahren sowie winkelgenaue Rotationen durchzuführen. Die Steuerung der jeweiligen Motoren erfolgt über GPIB. Da mit kleinen Feldern gearbeitet wird, ist zur Verbesserung der Signal-Rausch-Verhältnisses (SNR) ein Lock-In Verstärker in den Messaufbau integriert. Dessen Referenzsignal wird mit einer Frequenz von 317 Hz auf den Draht gegeben und gleichzeitig für die spätere Auswertung die Stromstärke gemessen. Bei der Wahl der Referenzfrequenz ist darauf zu achten kein vielfaches von 50 Hz oder sonstige bekannte Störfrequenzen zu wählen, da diese das SNR erheblich verschlechtern. Für die Aufnahme der Linescan's ist das LabView Programm dahingehend modifiziert worden, dass der Lock-In direkt ausgelesen werden kann. Bei die Rotationsscan's ist der Zwischenschritt über die NI-Konnektorbox nötig; hierbei ist, bei der Datenanalyse zu beachten, dass die Messbereich-Einstellung des Lock-In auf 10 V am Ausgang des Lock-In-Verstärkers verrechnet wird.

5 Ergebnisse und Diskussion

Wichtiger Bestandteil eines Gradiometers ist sein Auslesesystem, hier das DC-SQUID, da es sonst nicht möglich wäre, die Differenzströme der Antennen und damit die Flussänderungen zu bestimmen. Da das neue Gradiometer-Layout ein 4-Josephson-Kontakt-System zum Auslesen verwendet, welches in dieser Form noch nicht untersucht wurde, ist eine Charakterisierung dessen im Vorfeld notwendig. Auf Grundlage dieser Ergebnisse sind Simulationen durchgeführt worden, die das mögliche Verhalten des Gradiometers beschreiben, welche mit den Messergebnissen verglichen und bewertet werden. Alle Messungen sind bei Stickstoff-Temperatur von 77.4 K sowie, wenn nicht anders angegeben mit einer μ -Metall Schirmung, durchgeführt worden. Untersuchungen bei anderen Temperaturen sind zu diesem frühen Zeitpunkt nicht sinnvoll, da sich Temperaturänderungen auf alle beteiligten Parameter unterschiedlich stark auswirken. Was eine Erstcharakterisierung, die die prinzipielle Funktionsweise des Layouts testen soll, bei weitem übersteigt.

5.1 Charakterisierung des 4-Josephson-Kontakt-System 's

Um das 4-Josephson-Kontakt-System allein charakterisieren zu können, sind Teile der Antennen schon bei der Photolithografie-Prozessierung abgetrennt worden. Zusätzlich wurden die Antennenzuleitungen, durch Bonden bzw. Einreiben mit Indium, ankontaktiert. Diese ermöglichen umfangreiche Untersuchungen am SQUID und den Kontakten, welche im folgenden vorgestellt und diskutiert werden. Abbildung 5.1 zeigt die Mikroskopaufnahme eines prozessierten SQUIDs mit Markierung des Verlaufs der Korngrenze sowie den Kontaktbezeichnungen, weiterhin sind Antennenzuleitungen und die Ankontaktierungen gekennzeichnet.

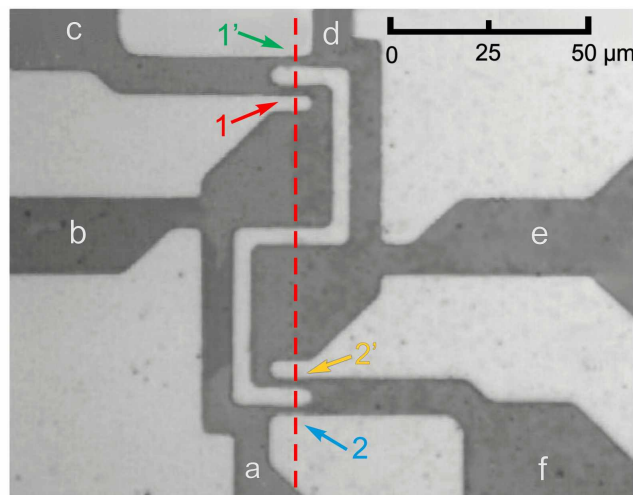
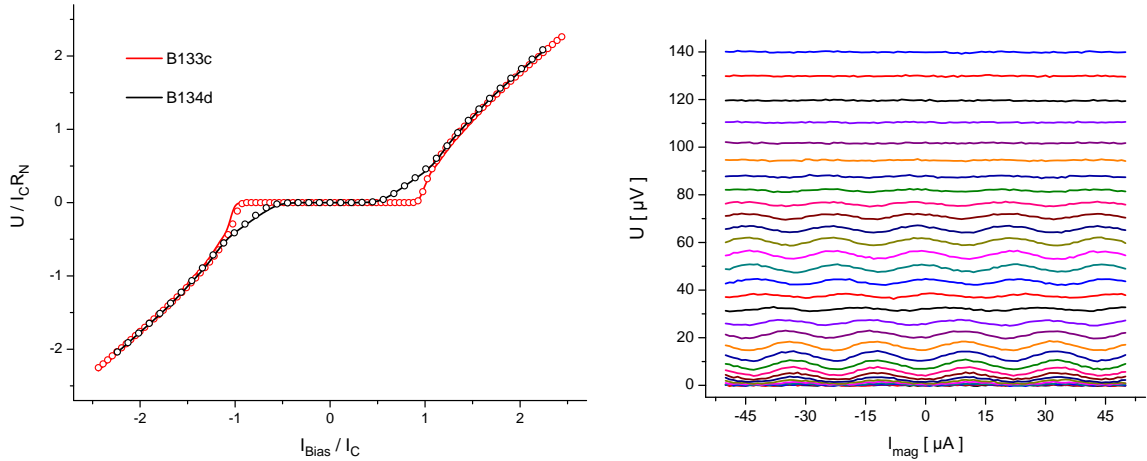


Abbildung 5.1: Mikroskopaufnahme des 4-Kontakt-SQUIDs mit Lage der Korngrenze (rot gestrichelt) und Kontaktbezeichnungen

5.1.1 Strom–Spannungs–Charakteristik und Feldabhängigkeit



(a) Normierte Darstellung der U-I-Kennlinien der Proben B133c und B134d als Vertreter der verschiedenen Kennlinienklassen.

(b) $U - \Phi$ -Charakteristik der Probe B134d

Abbildung 5.2: Kennlinien des 4-Josephson-Kontakt-SQUIDs. Die Parameter betragen: B133c $I_C = 453 \mu\text{A}$, $R_N = 0.74 \Omega$; für die B134d $I_{C1} = 44 \mu\text{A}$, $I_{C2} = 79 \mu\text{A}$ und $R_{N1} = 1.56 \Omega$, $R_{N2} = 1.48 \Omega$. Kreise stellen die Simulation der Kennlinie mit WinS dar.

Bei der Messung der I-U-Kennlinien zeigten zwei sich Klassen von Kennlinienverhalten. Eine Klasse zeigt das typische Verhalten eines 2-Kontakt SQUIDs mit einer kritischen Stromstärke, in Abbildung 5.2(a) durch die Probe B133c vertreten. In der zweiten Klasse können zwei unterschiedlich große I_C 's beobachtet werden; Probe B134d. Hysteretisches Verhalten der Kennlinien konnte nicht beobachtet werden. Zur besseren Übersicht sind die Kennlinien auf I_C und $I_C R_N$ normiert worden. Nach [DARULA et al., 1995b] spricht das Verhalten der B133c dafür, dass hier Phasensynchronisation und damit vier ähnliche Kontakte vorliegen. Dies kann jedoch nicht mit Sicherheit gesagt werden, da es sich bei den 4-Josephson-Kontakt-System um eine Parallel- und Reihenschaltung von Josephson-Kontakten handelt, die auch andere Möglichkeiten zulassen könnten, siehe hierzu Abschnitt 5.2. Bei der Probe B134d kann aufgrund der Kennlinie von einer starken Streuung (Spread) der Kontakte ausgegangen werden.

In den Modulationsmessungen zeigt sich der Einfluss des unterschiedlichen Kennlinienverhaltens. Sobald der Biasstrom den Bereich des zweiten I_C 's erreicht, erlischt die Modulation. Unterhalb dieses Bereiches zeigen sich typische Modulationen, hier arbeiten offensichtlich nur zwei Kontakte synchron, während die anderen noch im supraleitenden Bereich sind. Für die Probe B133c, welche nur ein I_C in der Kennlinie zeigt, kann das typische Auslaufen des Hubes beobachtet werden, je weiter man in den normalleitenden Bereich vordringt.

Alle vermessenen Bauteile zeigen einen sehr geringen, verrauschten Hub von maximal $5 \mu\text{V}$. Dies spricht dafür, dass Vorgänge im SQUID-Ring die Synchronisation zwischen den Kontakten stören.

Um die Vermutung über etwaige Phasensynchronisation und die Streuung der Einzelkontakte zu bestätigen oder auch zu widerlegen, wurden im Weiterem 5-fach Spannungsmessungen durchgeführt, sowie die Einzelkontakte explizit vermessen.

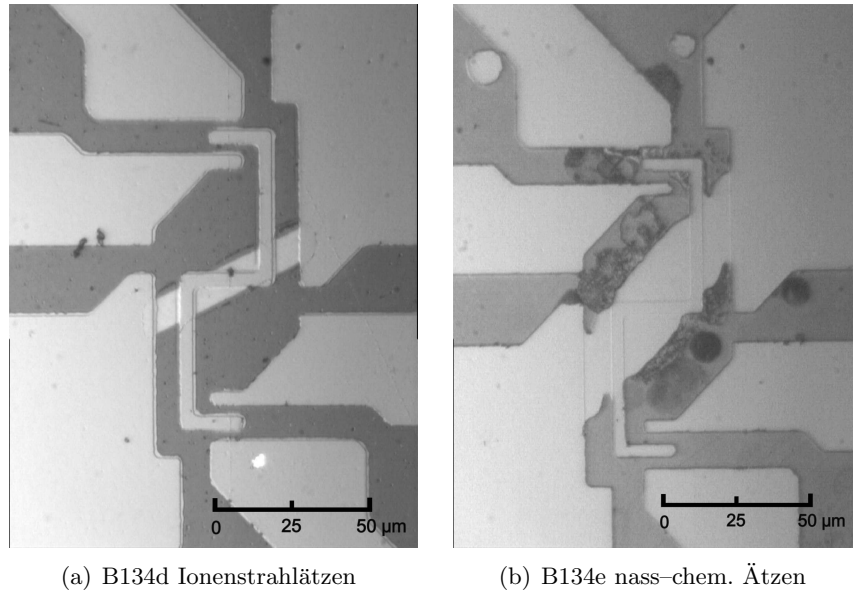


Abbildung 5.3: Mikroskopaufnahmen der auf verschiedenen Arten geätzten Induktivitäten. Deutlich sind Lackfragmente zu sehen (b).

5.1.2 Vermessung der Einzelkontakte

Aussagen über den wirklichen Spread der Kontakte entlang der Korngrenze können nur Messungen der Kennlinien der einzelnen Kontakte liefern.

Aus Sicht des experimentellen Ablaufs werden diese Charakterisierungen als letzte durchgeführt, da hierzu die beiden Einkoppelstege durchtrennt werden müssen, um den SQUID-Ring zu öffnen. Die Erkenntnisse aus diesen Charakterisierungen sind jedoch wichtiger Bestandteil zum Verständnis der Ergebnisse der 5-U-Messungen und werden daher vorher diskutiert.

Zum Trennen der Einkoppelstege wurde in mehreren Belichtungsschritten eine Lackmaske aufgetragen, die nur die Bereiche der Stege freihält. Mehrere Belichtungsschritte waren notwendig, da hierzu keine passende Maske vorliegt. Bei Bauteil B134d ist dieser Bereich danach mit Hilfe der Argon-Ionenstrahlätze entfernt worden. Für die B134e ist, aufgrund eines längeren Defektes der Ätzanlage, mittels Nass-chemischen Ätzen mit 0,15%-iger HCl die Struktur entfernt worden. Abbildung 5.3 zeigt beide Resultate. Deutlich zu sehen sind starke Unterätzungen beim Nass-chemischen Ätzen, diese waren jedoch wegen der Größe der Stege nicht kritisch.

Leider konnten die Einzelkontakte der Probe B133c nicht einzeln vermessen werden, da diese bereits frühzeitig ihre supraleitenden Eigenschaften, aufgrund nicht vorhandener Passivierung, verloren hatten. Eine abschließende Klärung, ob in diesem Bauteil vier ähnliche Kontakte vorlagen, oder andere Kombinationen der Kontaktparameter dieses Kennlinienverhalten verursachten, kann daher nicht erfolgen.

Die Ankontaktierung erfolgt über die Ankontaktierungspads und die Antennenzuleitungen, so dass alle Kontakte jeweils in einer 4-Punkt-Messung charakterisiert werden können. Die Probe B134d wurde hierzu mit Indium eingerieben, während bei der B134e bei der Prozessierung zusätzlich Gold-Pads aufgesputtert wurden (siehe Abbildung A.11 im Anhang).

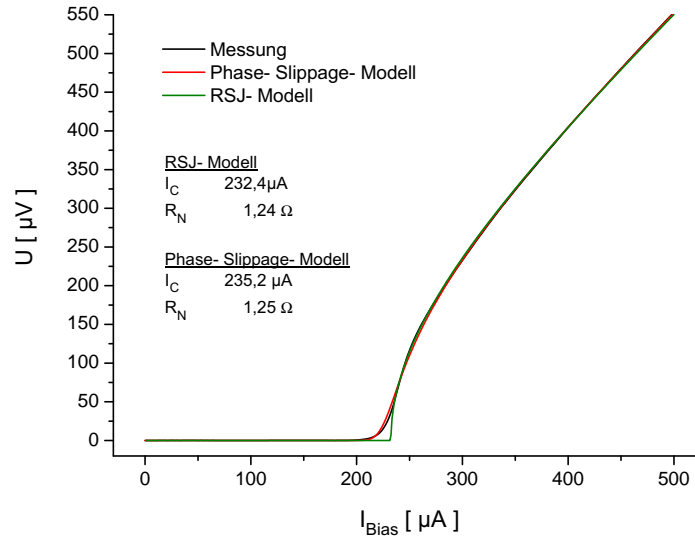


Abbildung 5.4: Vergleich des rauschfreien RSCJ- und des Phase-Slippage-Modells als Fitfunktion für den Einzelkontakt 2' der Probe B134e

Die gewonnen Kennlinien zeigen die Graphen 5.5(a) und 5.5(b). Die Kontaktbezeichnung erfolgt gemäß Abbildung 5.1, d.h. gestrichene Zahlen und ungestrichene bilden jeweils einen Zweig, gleiche Zahlen liegen unmittelbar nebeneinander im SQUID und auf der Korngrenze. Diese Kontakte werden im folgenden als *parallel* bezeichnet, während die innerhalb eines Zweiges als in *Reihe* bezeichnet werden.

Zur Bestimmung der Kontaktparameter I_C und R_N wurde das Phase-Slippage-Modell, nach Gleichung (2.16) in *Mathematica* umgesetzt und mit Hilfe des "FindFit"-Befehls analysiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Abbildung 5.4 verdeutlicht die Vorteile dieses Modells gegenüber dem einfachen rauschfreien RCSJ-Modells, am Beispiel des Kontaktes 2' der Probe B134e. Der Kurvenverlauf wird besser wiedergegeben, wichtiger sind jedoch die Abweichungen der Parameter, v.a. des I_C 's, da diese für Simulationen weiter verwendet werden und somit eine Fehlerquelle darstellen, weshalb eine genaue Bestimmung notwendig ist.

In den Kennlinien der Einzelkontakte zeigt sich der, bereits auf Grundlage der SQUID-Kennlinien, vermutete Spread. Bei der Probe B134d liegt die Streuung der Kontakte bei fast 100% zwischen den in Reihe liegenden Kontakten. Wobei jedoch die nahe beieinander liegenden Kontakte sehr ähnliche I_C 's aufweisen, mit 5% zwischen 2 und 2' bzw. 8% zwischen 1 und 1' Streuung.

Die Messung der Einzelkontakte der Probe B134e (Abbildung 5.5(b)) zeigt eine Streuung der I_C 's von ca. 25%. In der Grafik sind weiterhin die Ergebnisse des Fit's mit den Phase-Slippage-Modell eingezeichnet (Kreise). Hierbei ist eine starke Abweichung zwischen der Messung und dem Modell bei Kontakt 2 gegeben. Die Messung zeigt ab $200 \mu A$ ein widerstandsähnliches Verhalten, welches bei ca. $280 \mu A$ in die gewohnte Kontaktkennlinie übergeht. Wahrscheinlichste Ursache für dieses Verhalten ist Fluss, der beim Einkühlen in den Kontakt eingedrungen ist. Beachtet man dies, zeigt sich eine andere Verteilung der Streuung der I_C 's entlang der Korngrenze, als bei der B134d. Man stellt eine breite Streuung der Kontakte von $235 \mu A$ bis $300 \mu A$ über den gesamten Kontaktbereich fest, während bei der anderen Probe räumlich benachbarte Kontakte ähnliche Parameter aufwiesen.

Alle Kontakte folgen dem für Korngrenzen-Kontakte bekannten Zusammenhang $I_C R_N \propto \sqrt{I_C}$ [GROSS, 2005], [MANNHART, 2006]. Lediglich der Kontakt 1 der B134d stellt mit einen

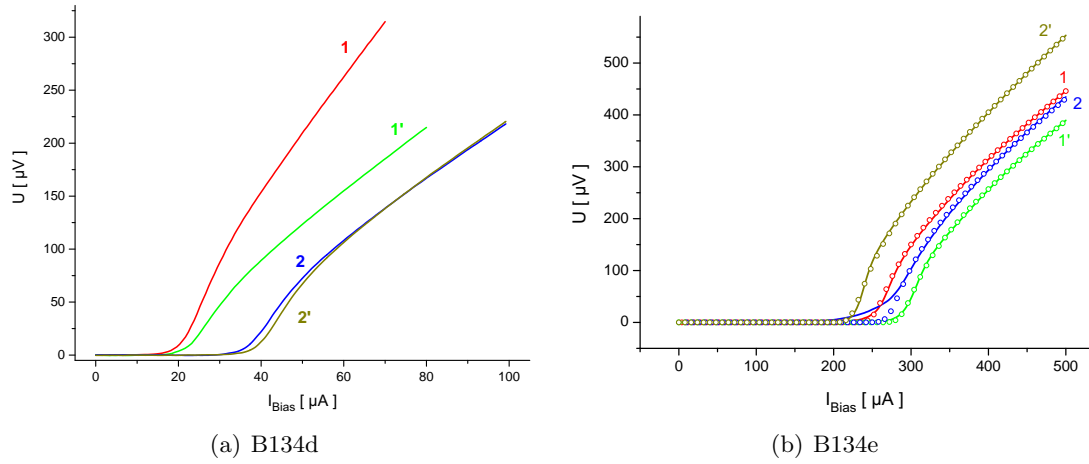


Abbildung 5.5: Kennlinien der Einzelkontakte

	B134d		B134e	
	$I_{C,JJ}$ (μA)	$R_{N,JJ}$ (Ω)	$I_{C,JJ}$ (μA)	$R_{N,JJ}$ (Ω)
1	25,3	4,85	254,1	1,04
1'	27,2	2,85	300,4	0,97
2	42,1	2,40	284,0	1,05
2'	44,2	2,45	235,2	1,25

Tabelle 5.1: Auswertung der Einzelkontaktmessungen

sehr großen R_N eine Ausnahme dar, welche sich jedoch noch innerhalb des Streuintervalls befindet.

Die Messungen verdeutlichen, dass bei der Verwendung von Korngrenzen-Kontakten üblicherweise mit einer starken, nicht vorhersehbaren Streuung der Kontaktparameter zu rechnen ist. Da beide Proben auf dem selben Bikristall beruhen, welcher zwischenzeitlich poliert wurde, kann auch nicht davon ausgegangen werden, dass Bikristalle, die einmal eine ausreichend geringe Streuung zeigten, diese reproduzieren können. Hier spielt die Schichtherstellung ebenfalls eine große Rolle und welche Seite (Ober- oder Unterseite) des SrTiO_3 -Substrates man verwendet.

Ansätze über Auswirkung der Parameterstreuung auf den Einsatz des 4-Josephson-Kontakt-System als Auslese-SQUID für ein Gradiometer 2.Ordnung kann die 5-Spannung-Messung (5.1.3) sowie eine Simulation des Gradiometers mit Antennen liefern (5.2).

5.1.3 5-Spannungs-Messung

Phasensynchronisation der Kontakte ist durch einen identischen Spannungsabfall über allen Kontakten gekennzeichnet. Daher werden mit dem neuen Messstab "GiveMe5" gleichzeitig die Spannungen über den vier einzelnen Kontakten sowie die Gesamtspannung bei der I-U-Kennlinie aufgezeichnet. Wichtig dabei ist, dass die Messung der Einzelkontakte nicht die Spannungsabfälle der Kontakte selbst, sondern die Parallelschaltung aus den jeweilig

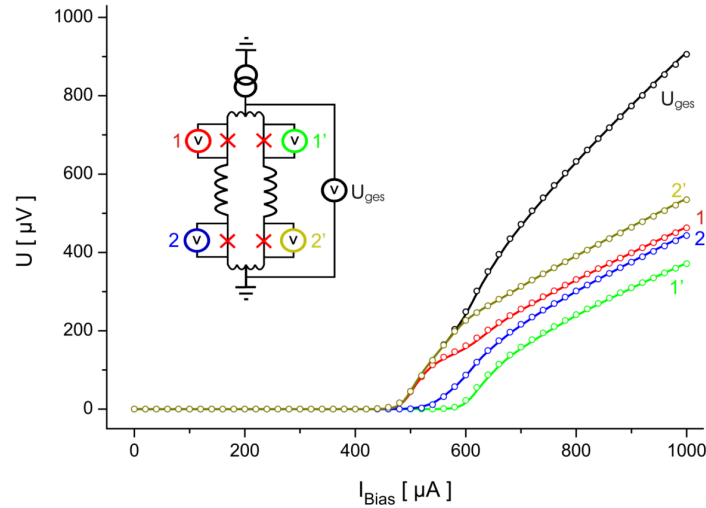


Abbildung 5.6: Gleichzeitige Messung der Spannungen an den Einzelkontakten und der Gesamtspannung am SQUID der Probe B134e

angeschlossenen Josephson-Kontakt und der Reihenschaltung der übrigen Kontakte darstellt. Die 5-U-Messung konnte nur an der Probe B134e durchgeführt werden, da der Messstab erst im Laufe der Arbeit entwickelt und fertig gestellt wurde, zu diesem Zeitpunkt hatten die ersten prozessierten Proben bereits ihre supraleitenden Eigenschaften verloren. Weiterhin wurde sie an einem Gradiometer, bei dem die Antennen abgetrennt wurden, durchgeführt (Abschnitt 5.3.2).

Das Ergebnis der Messung zeigt Abbildung 5.6. Beobachtet werden kann eine Phasensynchronisation der Kontakte 1 und 2', welche in der Einzelmessung die kleinsten I_C 's aufweisen, im Bereich von $460 \mu\text{A}$ bis $525 \mu\text{A}$. Bei weiterer Erhöhung des Biasstromes wechselt Kontakt 2 in den spannungsbehafteten Zustand, dies zerstört die Phasensynchronisation der beiden anderen Kontakte und führt so zum Erlöschen der Modulation, vergleiche Abbildung 5.2(b). Auf Grundlage der Vermessung der Einzelkontakte der Probe wurde in WinS, unter Beachtung von Rauschbeiträgen, die 5-U-Messung simuliert. Das Ergebnis der Simulation verdeutlichen die Kreise im Graph der Messung 5.6. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation.

Da die Simulation die Messung wiedergeben kann, ist mit den Werte aus den Einzelkontakten der Probe B134d eine entsprechende 5-U-Simulation durchgeführt worden, die aufzeigen soll, wie in diesen Fall die Kontakte zusammenarbeiten. Graph 5.7 stellt das Ergebnis dar. Die beiden kleinen Kontakte sind bis zu einem Bias von $62 \mu\text{A}$ synchronisiert. Ein Vergleich mit den Modulationsmessungen zeigt auch hier den Zusammenhang zwischen dem Ende der Modulationen und der Phasensynchronisation.

Im Vergleich zur Messung der B134e arbeiten hier jedoch mit Kontakt 1 und 1' zwei Kontakte auf einer Seite des SQUIDs zusammen, während bei der B134e jeweils zwei Kontakte von unterschiedlichen Enden des SQUIDs zusammenarbeiten.

Mögliche Auswirkungen auf die Gradiometer-Funktionsweise klären entsprechende Simulationen mit Antennen, welche in Abschnitt 5.2 durchgeführt werden.

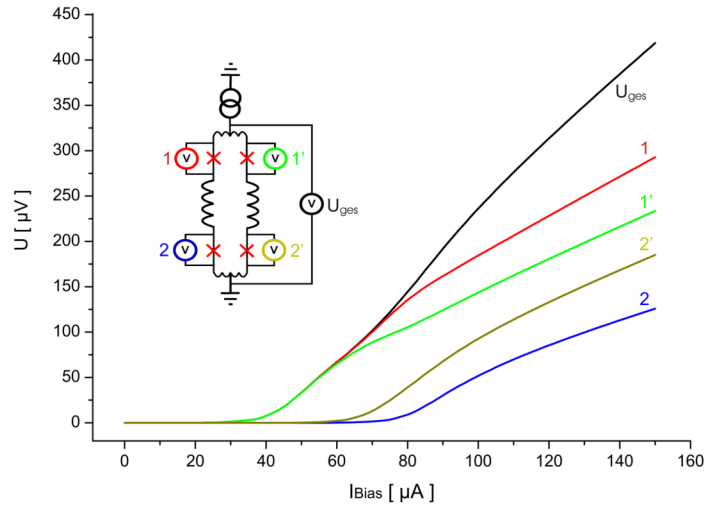


Abbildung 5.7: Simulation des Spannungsverhaltens der Probe B134d aus den Messwerten der Einzelkontakte

5.1.4 Bestimmung der charakteristischen Systemparameter

Um ein SQUID zum Auslesen eines Gradiometers zu nutzen, muss es auf die Gradiometerantennen abgestimmt sein. Die entscheidenden Größen hierbei sind die Induktivitäten der Einkoppelstege L_m und des SQUIDs L_{SQ} sowie die SQUID-Fläche A_{SQ} . Erstere bestimmen zusammen mit den Antenneninduktivitäten und -flächen die effektive Fläche und damit die Empfindlichkeit. Die SQUID-Fläche wirkt sich, als Magnetometeranteil, direkt auf die Gleichfeldunterdrückung (CMRR¹⁹) aus, sie sollte daher möglichst klein sein.

SQUID-Fläche

Zur Bestimmung der SQUID-Fläche A_{SQ} wurde der axiale Probenhalter-Aufsatz des “Bili”-Messstabes, sowie die dazugehörige GFK-Hülse verwendet, die Messung erfolgt somit ungeschirmt. Auf die Hülse sind in Höhe des SQUIDs 25 Drahtwindungen aufgebracht. Mit dieser Spule werden Modulationen angeregt, dabei entsprechen $596.5 \mu A$ einem Φ_0 . Aus dem Biot-Savart’schen Gesetz folgt für das magnetische Feld in der Mitte der Spule

$$B(0) = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot \frac{I}{r} \cdot N$$

mit dem Spuleradius $r = 14 \text{ mm}$ und $N = 25$ Windungen ergibt sich $B(0)|_{\Phi_0} = 6693 \cdot 10^{-10} \text{ T}$ und über $\Phi_0 = B|_{\Phi_0} \cdot A_{SQ}$ eine SQUID-Fläche von $3,1 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 = 3,1 \cdot 10^3 \mu\text{m}^2$. Fehlerquellen bei der Bestimmung liegen in der Dejustage, sowie in Inhomogenitäten des Spulenfeldes begründet.

Die bestimmte SQUID-Fläche liegt damit knapp unter der maximalen geometrischen Fläche. Bei einer maximalen Antennenfläche von $6,9 \cdot 10^7 \mu\text{m}^2$ beträgt die SQUID-Fläche unter 1/20.000.

Induktivitäten

Um die Induktivität des Einkoppelsteiges zu bestimmen, wurde zwischen den Antennenleitungen, Punkte a und b in Abbildung 5.1, direkt ein massefreier Strom eingekoppelt. Auf

¹⁹Common Mode Rejection Ratio

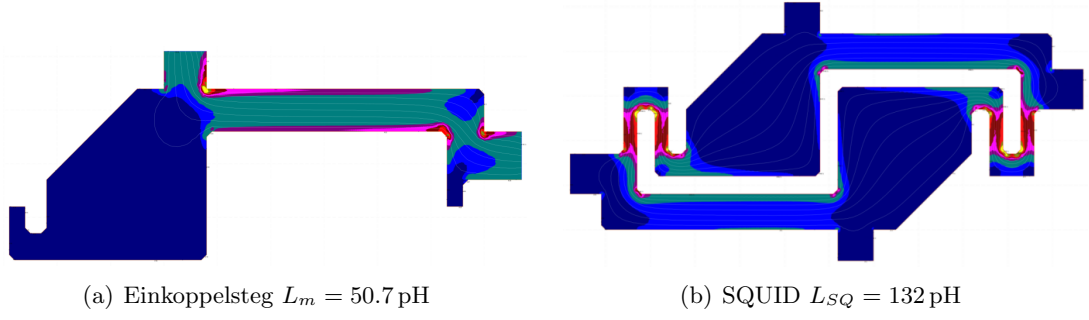


Abbildung 5.8: Ergebnisse der Induktivitäts-Simulation mit 150 nm Schichtdicke und $\lambda_L = 330 \text{ nm}$

diese Weise werden Modulationen angeregt, die direkt über den Zusammenhang $\Phi = L \cdot I$ die Induktivitäten liefern. Wegen der geringen Hübe gestaltete sich diese Messung schwierig, zusätzlich wird das System über den direkten Eingriff gestört. Eine erfolgreiche Messung lieferte eine Induktivität von 71 pH für L_m . Um die Gesamtinduktivität zu bestimmen, wurde versucht mit Hilfe des Programms *3D-MLSI* [KHAPAEV et al., 2001] den Einkoppelsteg zu simulieren, d.h. die Programmparameter zu finden, welche das Messergebnis wiedergeben, und mit diesen die Gesamtinduktivität zu bestimmen. Diese Parameter sind die Schichthöhe und die London'sche Eindringtiefe λ_L . Da die Schicht mit 150 nm abgeschieden wurde, muss λ_L entsprechend angepasst werden.

Es zeigte sich, dass hierzu ein λ_L von über 550 nm nötig wäre, was eine SQUID-Induktivität von $L_{SQ} = 212 \text{ pH}$ bedeuten würde, da auch nicht angenommen werden kann, dass die Schichthöhe wesentlich kleiner ist. Dieser Wert für λ_L liegt weit über den für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ bei 77.4 K typischen Werten von ca. 300 bis 330 nm. Um zu klären, ob diese Abweichung richtig ist, oder die Messung auf Grund der starken Störungen nicht aussagekräftig ist, wurde an dem Einzelkontakt 1' der Probe B134 eine λ_L -Messung durchgeführt.

Hierbei wird das Fraunhofer-ähnliche Verhalten des kritischen Stromes im externen Magnetfeld ausgenutzt (2.11). Mit Hilfe des axialen Aufsatzes wurde die Probe in einer kalibrierten Helmholtzspule eingekühlt und für verschiedene Feldstärken die I-U-Kennlinien bestimmt. Bei Erhöhung der Feldstärke sinkt das I_C , wenn die Kennlinie das erste mal rein ohm'sches Verhalten zeigt, ist ein Φ_0 erreicht (vgl. Abb. A.12). Der gemessene Wert liegt bei $648 \mu\text{T}$, mit der Beziehung

$$\Phi_0 = B_{ex} \cdot A_{JJ} \quad \text{wobei } A_{JJ} = w \cdot (d + 2\lambda_L)$$

mit der Kontaktbreite $w = 3.0 \mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$ und der Breite der Korngrenze $d \approx 2 \text{ nm}$ ergibt sich eine London'sche Eindringtiefe von $\lambda_L = 532 \text{ nm}$, w ist hierbei mit der Mikroskop optisch bestimmt worden. Dies ist ebenfalls ein außergewöhnlich hoher Wert, welcher zwar vereinzelt durch Literaturwerte gestützt werden kann [HYLTON et al., 1989], [BHASIN et al., 1991], jedoch für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten der Arbeitsgruppe in dieser Art noch nicht beobachtet werden konnte.

Eine mögliche Erklärung für diese Werte könnte durch die Alterung der Schichten gegeben sein, da beide Messungen jeweils die letzten waren, die durchgeführt wurden, wobei die Bauteile schon mehrere Wochen wiederholt eingekühlt worden waren. Mit der Alterung der Schichten sinkt die Sauerstoffkonzentration im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, dies bedingt neben dem Absinken der kritischen Temperatur T_c eine gleichzeitige Erhöhung der Londonschen Eindringtiefe für $T \rightarrow 0 \text{ K}$ $\lambda_L(0)$ [GOU et al., 2001]. Beides sorgt nach Gleichung (2.2) für einen Anstieg von $\lambda_L(T)$ der Schicht. Aufbauend auf den ermittelten Werte von [GOU et al., 2001] (dort

Tabelle 1) kann ein $\lambda_L(0)$ von 210 nm bei einer kritischen Temperatur von 84 K abgeschätzt werden, welches zu einem $\lambda_L(T = 77.4 \text{ K}) = 540 \text{ nm}$ führen würde. Auch ungünstige Parameter bei der Herstellung der Schichten können Abweichungen hervorrufen.

Da dies jedoch nur Vermutungen sind, welche in der Arbeitsgruppe nicht durch Messungen bestätigt sind, ist auf ein λ_L von 330 nm zurückgegriffen worden, welches 2005 während einer Diplomarbeit innerhalb der Arbeitsgruppe bestimmt wurde [BECKER, 2005]. Mit diesem Wert ergeben sich für die Induktivität des Einkoppelsteges $L_m = 50.7 \text{ pH}$ und eine SQUID-Induktivität von $L_{SQ} = 132 \text{ pH}$, sowie die parasitären Anteile von je $L_{par} = 15.5 \text{ pH}$. Abbildung 5.8 zeigt die Ergebnisse des Simulationsprogrammes.

Für zukünftige Untersuchungen sollten jedoch die Direkteinkoppelversuche wiederholt sowie eine genaue Bestimmung der London'schen Eindringtiefe und kritischen Temperatur T_c der Schichten erfolgen.

Auf eine Rauschanalyse der hier vorgestellten Bauteile muss leider verzichtet werden, da sich die Bauteile nicht mit der Magnicon-Elektronik betreiben ließen, da die Spannungshübe zum Zeitpunkt der Messung deutlich unterhalb der notwendigen Werte der Elektronik lagen.

Erste Ergebnisse zur Charakterisierung des 4-Kontakt-Auslese-SQUIDs sind bereits im Juni 2009 im Rahmen der ISEC in Fukuoka (Japan) vorgestellt worden [SEIDEL et al., 2009b].

5.2 Simulationen zum Einfluß der Parameterstreuung der Einzelkontakte auf die Gradiometer-Funktionsweise

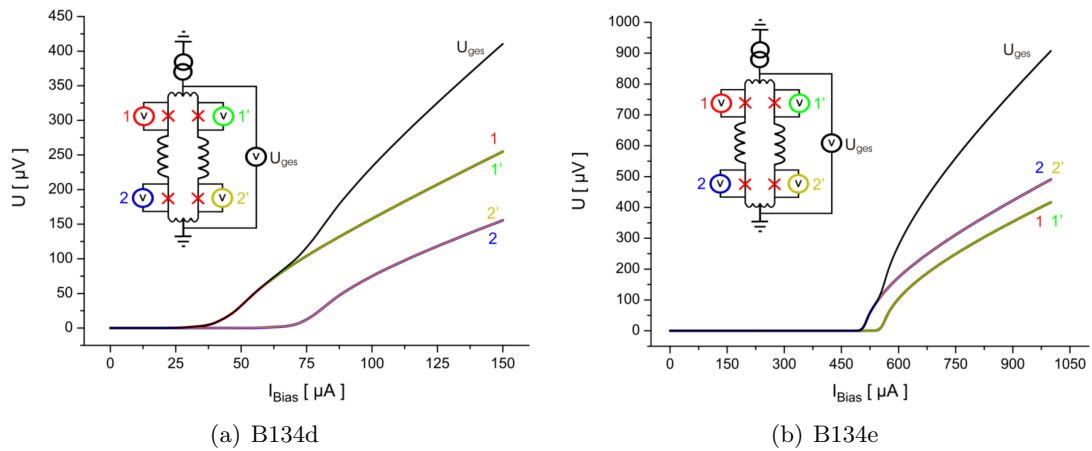


Abbildung 5.9: Simulation der Bauteile B134d und B134e mit Antennen auf Grundlage der Einzelkontaktmessungen

Nach Abschnitt 3.3 ist es für die Funktionsweise des Gradiometers wichtig, welche Kontakte synchronisiert sind. Für den Fall, dass nur zwei parallele Kontakte, z.B. 1 und 1', synchronisiert sind, arbeitet das Gradiometer in der 2er-Konfiguration, also als Gradiometer 1. Ordnung. Um ein funktionstüchtiges Gradiometer 2. Ordnung zu erhalten müssen hingegen alle vier Kontakte synchronisiert sein, oder aber zwei gekreuzte Kontakte zusammenarbeiten, wie 1 und 2'.

Umfangreiche Simulationen, mit Hilfe von *WinS*²⁰ zeigen jedoch, dass im Gradiometer im-

²⁰ [WINS, 1998]

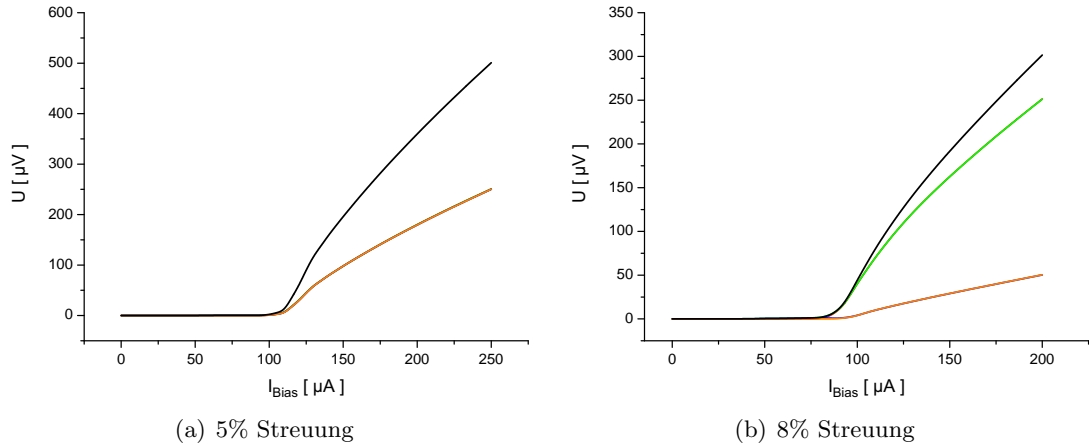


Abbildung 5.10: Simulation der Phasensynchronisation für verschiedene Streuung der Einzelkontakte

mer die beiden parallelen Kontakte synchronisiert sind. Dies wird durch die supraleitende Antenne, welche die beiden Kontakte verbindet, hervorgerufen, da so beide Kontakte auf gleichem Potential liegen.

Abbildung 5.9 verdeutlicht diesen Sachverhalt. Hier wurde auf Grundlage der Einzelkontakte simuliert, wie sich die Proben B134d und B134e als Gradiometer verhalten hätten. Es zeigt sich immer eine Synchronisation der Kontakte 1 und 1' sowie 2 und 2', obwohl die Kontakte 1 und 2' die kleineren kritischen Ströme aufweisen. Beide Proben hätten somit in der 2er-Konfiguration als Gradiometer 1.Ordnung funktioniert.

Um ein funktionierendes Gradiometer 2.Ordnung zu erhalten, muss daher eine Synchronisation aller Kontakte stattfinden. In den Simulationen zeigt sich hierbei, dass dies nicht nur bei vier sehr ähnlichen Kontakten der Fall ist, sondern auch dann vorliegt, wenn die Summen der beiden parallelen Kontakte der Zweige gleich ist, d.h. $I_{C1} + I_{C1'} \cong I_{C2} + I_{C2'}$ gilt. Hierbei ist auch noch bei einer Streuung der Kontakte von 5% Synchronisation gegeben, eine Streuung von 8% führt jedoch bereits zu einem Verhalten in der 2er-Konfiguration, vergleiche hierzu Abbildung 5.10.

Es sind nur Streuungen des kritischen Strom betrachtet worden, da diese den Haupteinfluss hierbei ausmachen [DARULA et al., 1995b]. Für weitere Untersuchungen zu diesem Sachverhalt sollte jedoch auch die Streuung des Widerstands R_N berücksichtigt werden.

Anhand der Simulationen wird deutlich, dass es durchaus schwierig ist, ein Gradiometer 2. Ordnung zu erhalten, man jedoch nicht auf das Vorhandensein von vier identischen Kontakten im SQUID beschränkt ist. Weiterhin zeigen die Simulationen, dass ein Gradiometer 2. Ordnung vorliegt, wenn die Strom-Spannungs-Charakteristik einem konventionellen 2-Kontakt SQUID, mit einem I_C , entspricht. Für Kennlinien mit zwei sichtbaren kritischen Strömen würde das Bauteil als Gradiometer 1. Ordnung arbeiten.

Aus weiterhin durchgeführten Simulationen ohne Antennenstrukturen lässt sich für die Probe B133c schließen, dass hier entweder innerhalb der Zweige ($1 \cong 2$ und $1' \cong 2'$), die gekreuzt gegenüberliegenden ($1 \cong 2'$ und $1' \cong 2$) oder aber alle vier Kontakte sehr ähnlich sein mussten, um das beobachtete Kennlinienverhalten (5.2(a)) zu erhalten. Die Wahrscheinlichkeit einer dieser drei Möglichkeiten bei der Herstellung der Sensoren zu erhalten ist sehr gering, da jeweils zwei räumlich stark getrennte Kontakte ähnlich sein müssen. Der hohe kritische Gesamtstrom von über $450 \mu A$ des Bauteils kann hier jedoch von Vorteil sein, da so größere Absolutstreuungen erlaubt sind.

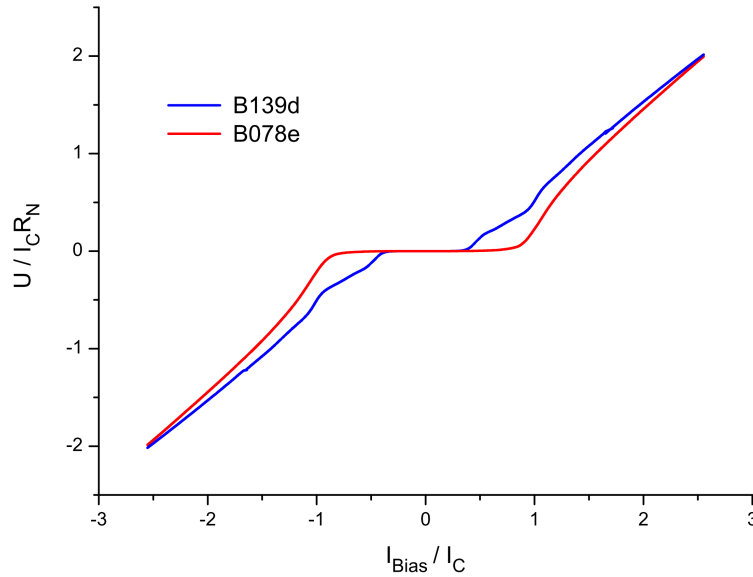


Abbildung 5.11: Normierte I-U-Kennlinien der beiden untersuchten Gradiometer.
 B078e: $I_C = 117,5 \mu A$ und $R_N = 3.57 \Omega$; B139d: $I_{C1} = 46.8 \mu A$, $R_{N1} = 3.13 \Omega$ und $I_{C2} = 108.7 \mu A$, $R_{N2} = 2.22 \Omega$

5.3 Charakterisierung der Gradiometer

Im Anschluss an die Charakterisierung des 4JJS wurden zwei Gradiometer prozessiert und mit Hilfe verschiedener Charakterisierungsmethoden auf ihre Funktionsweise untersucht. Aufgrund der vorangegangenen Untersuchungen werden bei den möglichen Resultaten jeweils die Arbeitsweise in der 2er- und 4er-Konfiguration berücksichtigt. Die Ergebnisse der Charakterisierungsmethoden werden im folgenden vorgestellt und diskutiert.

5.3.1 Strom-Spannungs-Charakteristik und Feldabhängigkeit

Strom-Spannungs-Kennlinien

Die Strom-Spannungs-Charakteristiken (Abbildung 5.11) der beiden Proben zeigen, ähnlich den SQUID-Kennlinien, unterschiedliche Verhalten. Aus den Erkenntnissen des vorangegangenen Abschnitts wird daher erwartet, dass die Probe B078e als Gradiometer 2. Ordnung arbeitet, während die B139d in der 2er-Konfiguration als Gradiometer 1.Ordnung funktionieren sollte.

Antennenanregungen

Abbildung 5.12 zeigt die Modulationskennlinien der Probe B078e, welche jeweils durch Anregung mit einer, unter der Antenne befindlichen Spule erzeugt worden. Auffallend ist der gegenüber der SQUID-Modulationen deutlich größere Hub von $\Delta U|_{max} = 8 \mu V$, für die Probe B139d konnten sogar $20 \mu V$ in erreicht werden. Dies wird durch die besserer Synchronisierung der Kontakte, vermittelt über die Antennen, erreicht.

Das mögliche Verhalten der Gradiometer bei Anregung, durch die unter den Antennen befindlichen Spulen, zeigt die Grafik 5.13.

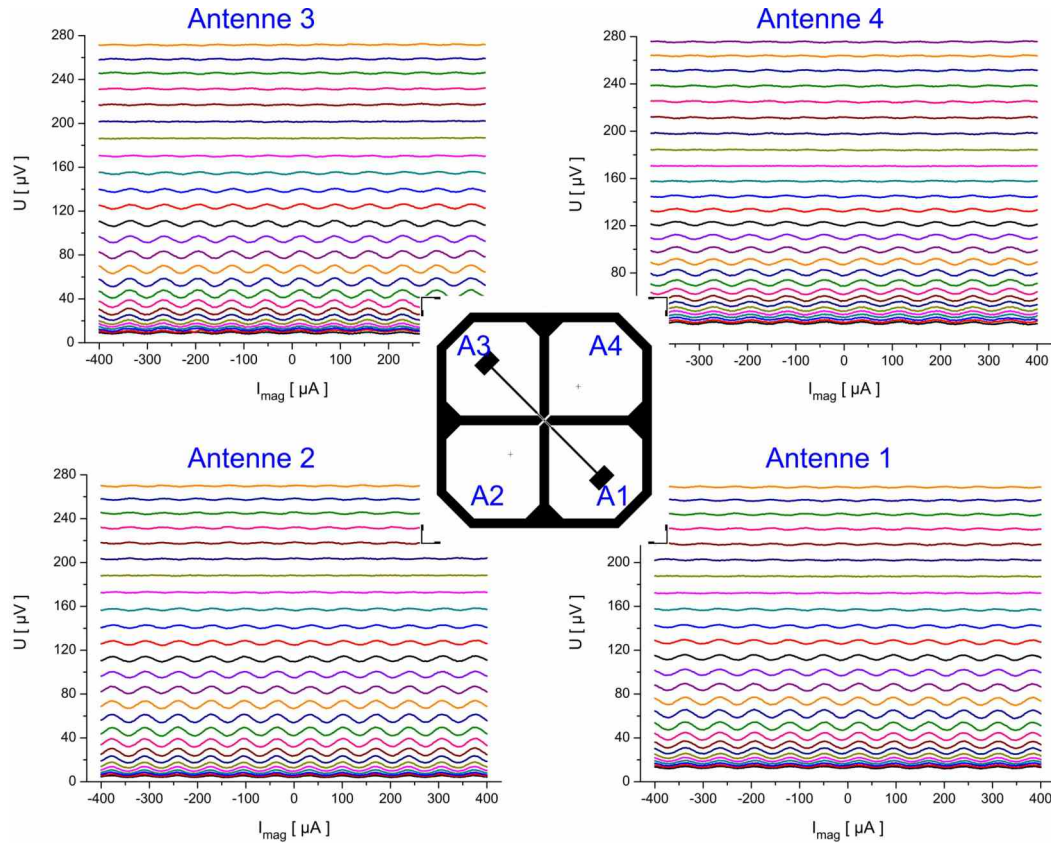


Abbildung 5.12: Modulationskennlinien für die Anregung jeder einzelnen Antenne des Gradiometers B078e

Anteile durch Streufelder sowie der Magnetometeranteil werden hier nicht berücksichtigt, die Lage der jeweils unterkritischen Kontakte für die 2er-Konfiguration ist hellgrau gekennzeichnet. Hierbei zeigen sich bereits Unterschiede in den Modulationsperioden bei der Anregung mit nur einer Antenne. Für ein Gradiometer 2. Ordnung sind alle Periodenlängen gleich, da alle Flüsse gleichwertig sind, dies folgt unmittelbar aus Gleichung (3.3). Aus den verschiedenen großen Einkoppelinduktivitäten, bei der 2er-Konfiguration, ergeben sich entsprechend längere bzw. kürzere Periodenlängen, man vergleiche hierzu Gleichung (3.6) sowie die Abbildung 3.4.

Für alle Antennen der Probe B078e ergeben sich ähnliche Längen der Modulationsperioden. Die Vermutung, dass dieses Bauteil als Gradiometer 2. Ordnung funktioniert, wird somit bekräftigt. Bemerkenswerterweise zeigt jedoch auch die Probe B139d ähnliche Modulationsperioden für alle einzeln angeregten Antennen. Jedoch treten hier für bestimmte Spulenströme kurzzeitige Anomalien auf, nach denen das Bauteil wieder in seine ursprüngliche Periode zurückkehrt. Eine genaue Erklärung für dieses Verhalten konnte noch nicht gefunden werden. Weitere Ergebnisse über die Funktionsweise dieses Bauteils liefern die Line- und Rotationscans.

Neben der einzelnen Anregung der Antennen durch jeweils nur eine Spule, wurden auch mehrere Spulen gleichzeitig, mit der gleichen Feldrichtung betrieben. Die erwarteten Resultate sind bereits in Abbildung 5.13 dargestellt. Das Ergebnis dieses Versuches für die Probe B078e zeigt Abbildung 5.14. Dargestellt ist die Messung (links), die dabei angeregten Antennen, sowie die korrespondierenden Simulationen, welche in der 4er-Konfiguration

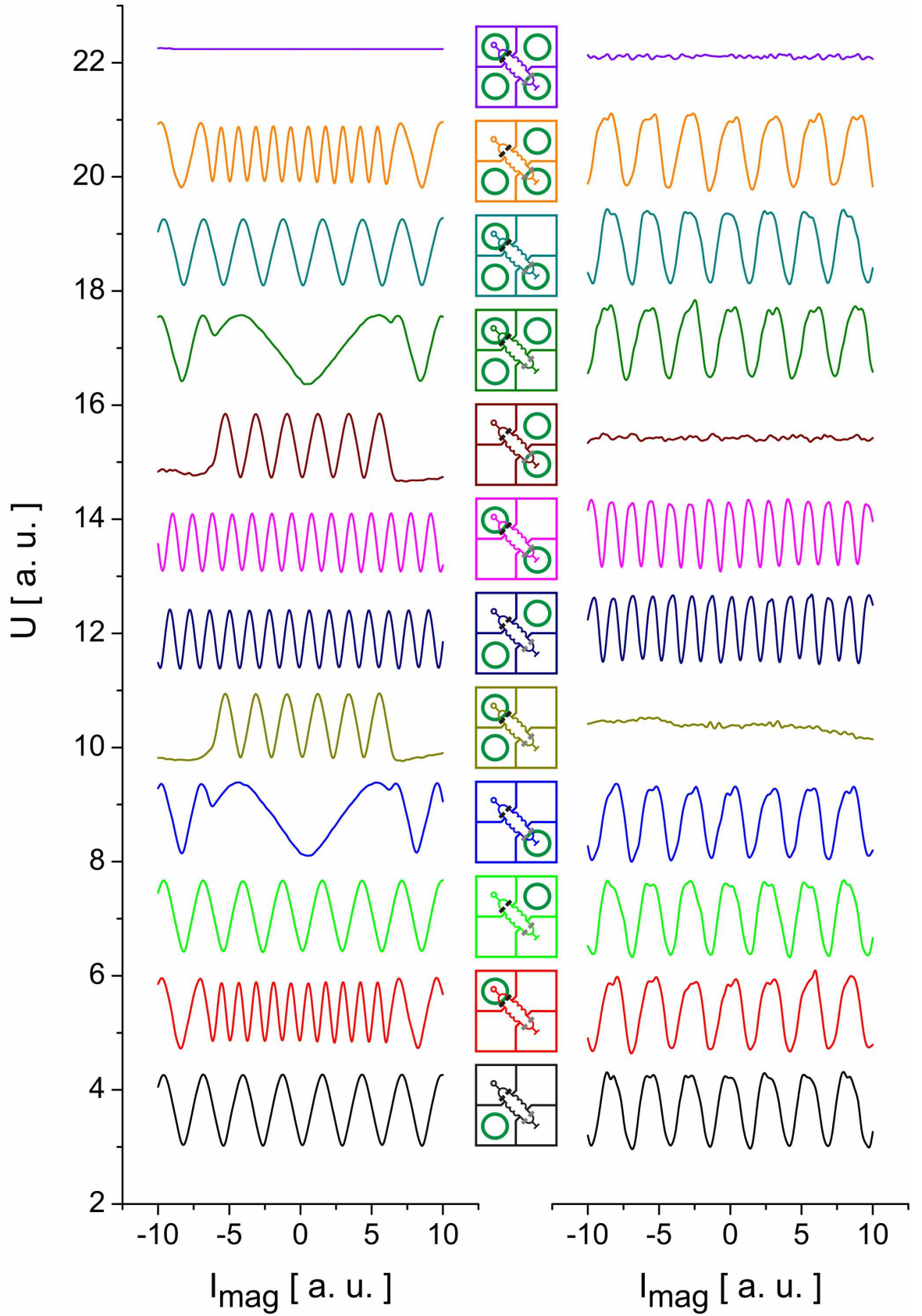


Abbildung 5.13: Simulationen zum Verhalten der Gradiometer bei der Anregung mit verschiedenen Spulen unter den Antennen für die 2er (links) und 4er-Konfiguration (rechts). Entlang der Spannungsachse verschoben.

durchgeführt wurden. Der Strom zur Anregung der Modulationen in der Simulationen ist hierbei auf die Periodenlänge der Messung mit einer Antenne angeglichen worden, da die Koppelfaktoren zwischen Spulenstrom und Antennenstrom im Bauteil nicht bekannt sind. Die dargestellten Messungen sind beispielhaft für **a** nur eine angeregte Antenne, **b** zwei gegenüberliegende Antennen, **c** zwei benachbarte Antennen, **d** die Anregung dreier Antennen sowie **e** die gleichzeitige Anregung aller Antennen. Es besteht eine gute Übereinstimmung zwischen dem Verhalten der Periodenlängen zwischen den Messungen und den Simulationen. Für **c** und **e** zeigt sich der Einfluss des SQUIDs sowie Inhomogenitäten in der Anregung. Weiterhin ist für zunehmende Anzahl von angeschlossenen Spulen eine Verstärkung des Rauschens zu bemerken. Dies wird durch externe Störungen, welche mit den Spulen über den Messstab in das Gradiometersystem eingebracht werden, hervorgerufen.

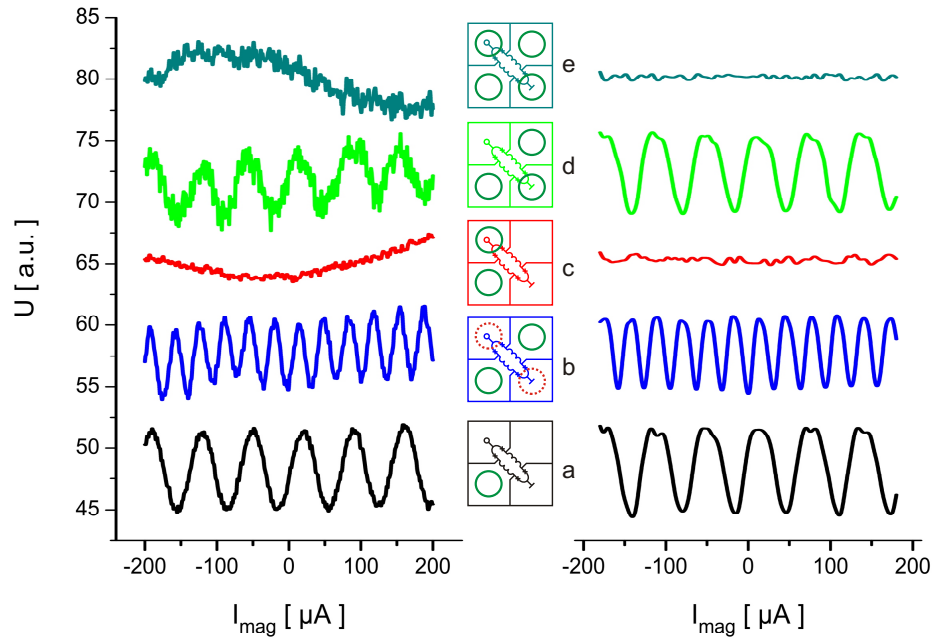


Abbildung 5.14: Vergleich zwischen Messung (links) und Simulation (rechts) bei gleichzeitigen Anregung verschiedener Antennen

Für die Probe B139d kann keine Auswertung verschiedener Spulenanregungen vorgenommen werden, da die Feldrichtung der Spulen nicht nachvollziehbar ist, weil dies bei der Spulenumwicklung noch keine Berücksichtigung fand.

Bei genauerer Betrachtung der Simulationen (Abbildung 5.13) fällt auf, dass das Gradiometer 1. Ordnung für große Spulenströme I_{mag} und damit große Ströme in den Antennen, in die 4er-Konfiguration wechseln. Dies kann durch eine Synchronisation der Kontakte über die Antennenströme erklärt werden. Den Einfluss der Streuung der kritischen Ströme, zeigt Abbildung 5.15. Hier werden die Modulationen bei Anregung zweier benachbarter Antennen für verschiedene Streuung der in Reihe liegenden I_C 's dargestellt, die parallelen Kontakte wurden identisch gewählt. Es zeigt sich eine Abnahme des für den Funktionswechsel nötigen Spulenstroms je geringer die Streuung der Kontakte ist. Während für **a** mit $I_{C2} = 4 \cdot I_{C1}$ mehrere Periodenlängen, und damit ein großer Antennenstrom, nötig ist, reicht bei Kontakten, welche sich um 100% unterscheiden ($I_{C2} = 2 \cdot I_{C1}$) bereits eine Modulationslänge

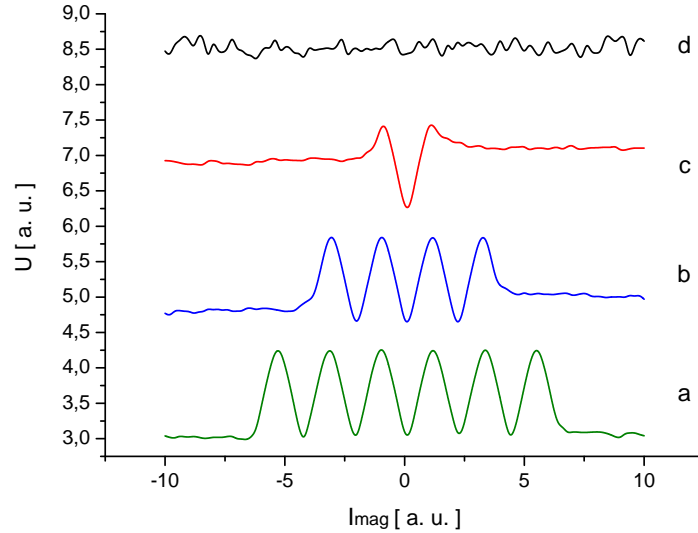


Abbildung 5.15: Modulationskennlinie bei der Anregung zweier benachbarter Antennen für verschieden starke Streuung des kritischen Stromes der Einzelkontakte. a) $I_{C2} = 4 \cdot I_{C1}$, b) $I_{C2} = 3 \cdot I_{C1}$, c) $I_{C2} = 2 \cdot I_{C1}$ sowie gleiche I_C 's (d).

aus, damit das Gradiometer von der 2er-Funktionsweise in die 4er-Konfiguration wechselt. Die Simulationen sind mit denen, in Abschnitt 5.1.4, ermittelten Induktivitäten für 150 nm Schichtdicke bei $\lambda_L = 330$ nm durchgeführt worden, wobei $I_{C1} = 25 \mu\text{A}$ gewählt wurde mit $I_{Bias} = 50 \mu\text{A}$ Biasstrom.

Das beschriebene Verhalten des Funktionswechsel wird nur durch den angeworfenen Strom in Antennen 4 (nach Abbildung 3.4(b)), bzw. dessen Antenneninduktivität L_4 , bestimmt, welcher die Kontakte 2 und 2' resistiv schaltet. Für größere Induktivitäten ist somit ein größeres äußeres Feld nötig, um den gleichen Strom zu erreichen. In Abschnitt 5.3.2 zeigt sich, dass auch für größere λ_L im Bereich von 550 nm, welche den gemessenen entspricht, die Antenneninduktivitäten nur um wenige Prozent steigen, d.h. das oben beschriebene Verhalten ändert sich auch bei größeren λ_L nicht merklich.

Diese Simulation zeigt, dass die Funktionsweise des Gradiometers neben der Streuung der Kontakt-Parameter, auch vom äußeren Feld abhängt. Das Gradiometer also im Betrieb seine Funktion ändern kann.

Ein ähnlicher Effekt ist in [DARULA et al., 1995b] durch zusätzliche Stromquellen in einem Mehr-Kontakt-System erreicht worden.

5.3.2 Verhalten im Magnetischen Feld – Line– und Rotationscans

Aus den Line– und Rotationscans erwartet man Signaturen, die es ermöglichen, zuzuordnen, in welcher Konfiguration die Gradiometer arbeiten. Weiterhin liefern die Linescans Informationen über die effektive Fläche, welcher ein wichtiger Parameter zur Angabe der Feldempfindlichkeit dargestellt (2.32). Eine analytische Lösung der Linescans, wie sie für SQUIDS und Gradiometer 1.Ordnung vorliegt [MÜLLER, 2001], kann für das neue Gradiometerlayout aufgrund der vier Antennen nur aufwendig umgesetzt werden. Außerdem nähert die analytische Lösung die Antennen als Vierecke, was in der Realität nicht der Fall ist, und beachtet auch nicht den Magnetometeranteil.

Zur Auswertung der gewonnenen Daten wurde daher erstmalig eine numerische Umsetzung der Gradiometerstruktur in *Mathematica* [WOLFRAM RESEARCH] vorgenommen. Diese ermöglicht die Berücksichtigung der realen Antennenformen, sowie, bei bekannten Induktivitäten, den SQUID–Anteil.

Bei den Messungen wurden vier verschiedene Scans durchgeführt, die numerisch umgesetzt werden müssen.

- Linescans parallel zu den Antennenseiten
- Linescans diagonal zu den Antennenseiten
- Rotation zentral unterhalb des Gradiometers
- Rotation auf Kreislinie um das Gradiometer auf gleicher Höhe mit selbigen

Simulationen zum Verhalten der Gradiometer bei 2er und 4er–Konfiguration

Für die Umsetzung der Scans müssen die magnetischen Flussdichten B_z , die der Draht erzeugt, bekannt sein. Nach dem Gesetz von Biot–Savart folgt für einen vom Strom I durchflossenen Draht im Punkt \vec{p}

$$B_z(\vec{p}) = B_0 \cdot \frac{1}{|\vec{p}|} \quad \text{mit} \quad B_0 = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot I \quad (5.1)$$

für die z–Komponenten der Flussdichte. Diese ist somit nur vom Strom und der Entfernung zum Draht abhängig.

Der Fluss in den Antennen berechnet sich durch Integration der Flussdichte B_z über die jeweilige Antennenfläche. Die Verrechnung der einzelnen Antennen erfolgt gemäß Abbildung 3.4 und Gleichungen (3.6) und (3.3) zu

$$\Phi_{2erSQ} = \frac{L_m}{L_A} (2 \cdot \Phi_2 - \Phi_1 - \Phi_3) + \frac{L_{par}}{L_A} (\Phi_2 - \Phi_4) \quad (5.2)$$

$$\Phi_{4erSQ} = \frac{L_m}{L_A} \cdot (\Phi_2 + \Phi_4 - \Phi_1 - \Phi_3) \quad (5.3)$$

Hierbei wird der Magnetometeranteil vernachlässigt, sowie eine voll symmetrische Antennenstruktur angenommen.

Für die richtige Integration muss die Gleichung (5.1) entsprechend angepasst werden.

1. Linescan: der Draht wird in einer Höhe h unter dem Gradiometer verfahren, der Draht liegt parallel zur y–Achse

$$B_z(x) = B_0 \frac{x - x_0}{(x - x_0)^2 + h^2} \quad (5.4)$$

x_0 bestimmt die Lage des Drahtes, somit wird durch Veränderung dieses Wertes das Verfahren simuliert

2. Zentrale Rotation: der Draht wird in Höhe h zentral unter dem Gradiometer gedreht. Hierbei wird mit Hilfe der Rotationsmatrix $\hat{R} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$ der Vektor $\vec{p} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$ im Uhrzeigersinn gedreht und in den Vektor $\vec{p}^* = \begin{pmatrix} x^* \\ y^* \end{pmatrix}$ überführt ($\vec{p}^* = \hat{R} \cdot \vec{p}$). Daraus folgt: $x^* = x \cos \alpha - y \sin \alpha$ und für die Flussdichte

$$B_z(\alpha) = B_0 \frac{x \cos \alpha - y \sin \alpha}{(x \cos \alpha - y \sin \alpha)^2 + h^2} \quad (5.5)$$

Bei der Beachtung von Dejustagen wird $x \mapsto x - x_0$ und $y \mapsto y - y_0$ gesetzt.

3. Rotationscan: Drehung des Drahtes auf gleicher Höhe $h = 0$ im Abstand r_0 aus Gleichung (5.5) folgt

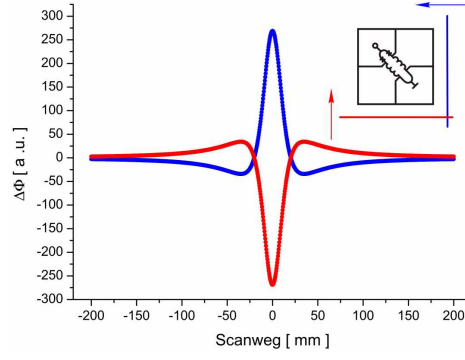
$$B_z(\alpha) = B_0 \frac{1}{x \cos \alpha - y \sin \alpha - r_0} \quad (5.6)$$

Aus diesen Formeln lassen sich die Flüsse in den Antennen für alle Scans ermitteln. Der Quellcode für die Umsetzung in *Mathematica* befindet sich im Anhang A.3.

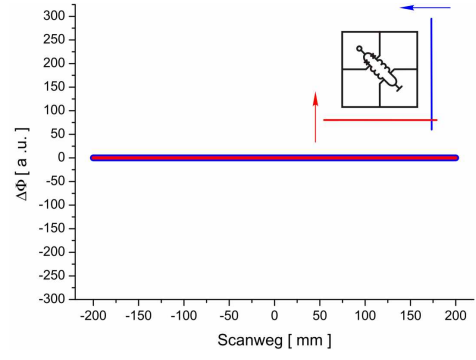
Die simulierten Signaturen sind in Abbildung 5.16 dargestellt. Es zeigen sich offensichtliche Unterschiede in der Signaturen für ein Gradiometer in der 2er-Konfiguration zu denen der 4er-Konfiguration. In den Linescans der 2er-Konfiguration erkennt man das typische Verhalten von Gradiometern 1.Ordnung [FÖRSTER, 2006]. Zu beachten ist die Richtung des Stromes durch den Draht, so dass bei dem parallelen Linescan auch identische Signaturen auftreten können, gleiches gilt für den diagonalen Fall der 4er-Konfiguration. Bei den diagonalen Linescans der 2er-Konfiguration zeigen sich deutliche Unterschiede in der Scanrichtung. Durch die Symmetrie des Flusses in den Antennen zeigt sich ein Nulldurchgang, das Gradiometer wirkt somit richtungsselektiv.

Das Gradiometer 2.Ordnung ist für die parallelen Linescans und die Zentrale Rotation nicht sensibel, da sich die Differenzströme durch die symmetrische Antennenanordnung aufheben.

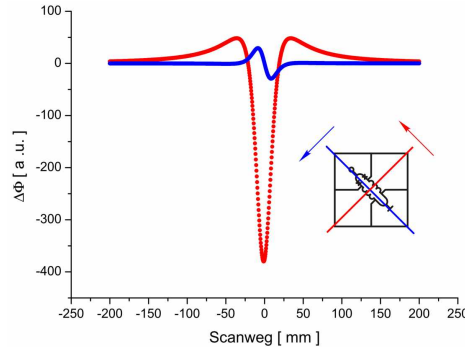
Bei den hier durchgeführten Messungen ist zu beachten, dass das Gradiometer im Kryostaten eine liegende Position einnimmt, während es bei den üblichen Linescans senkrecht steht (siehe z.B. [FÖRSTER, 2006]).



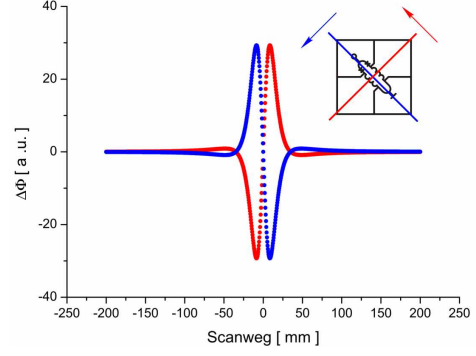
(a) Linescan parallel 2er-Konfiguration



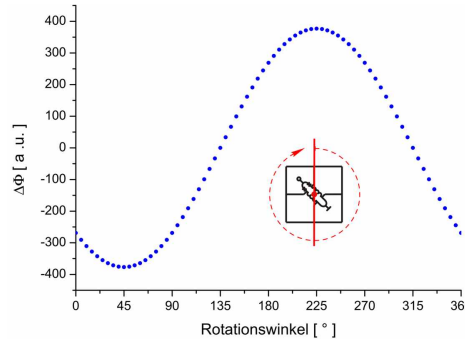
(b) Linescan parallel 4er-Konfiguration



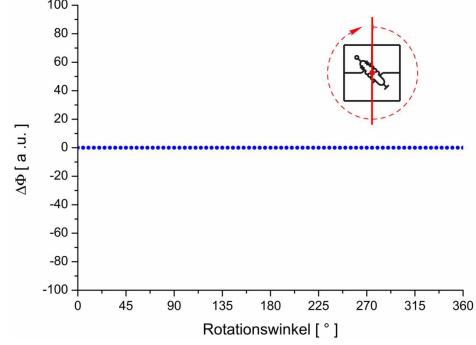
(c) Linescan diagonal 2er-Konfiguration



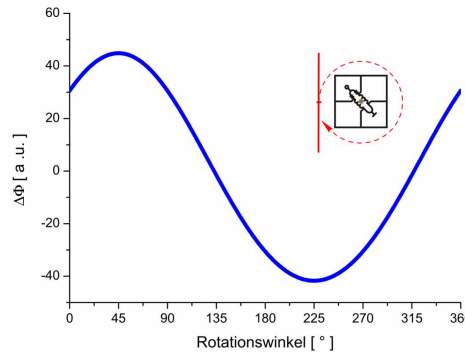
(d) Linescan diagonal 4er-Konfiguration



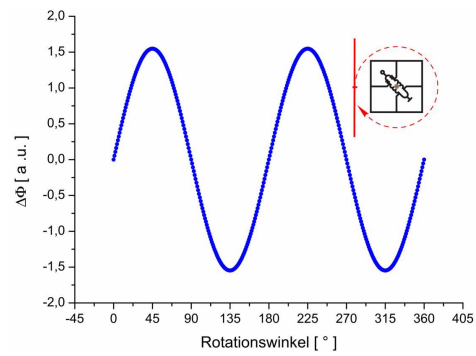
(e) Zentrale Rotation unter Probe 2er-Konfiguration



(f) Zentrale Rotation unter Probe 4er-Konfiguration



(g) Rotationscan 2er-Konfiguration



(h) Rotationscan 4er-Konfiguration

Abbildung 5.16: Erwartete Signaturen der Line- und Rotationscan's für die 2er und 4er Konfiguration

Line- und Rotationscans des Gradiometers B078e

Die am Sensor B078e durchgeführten Messungen sind in Abbildung 5.17 dargestellt.

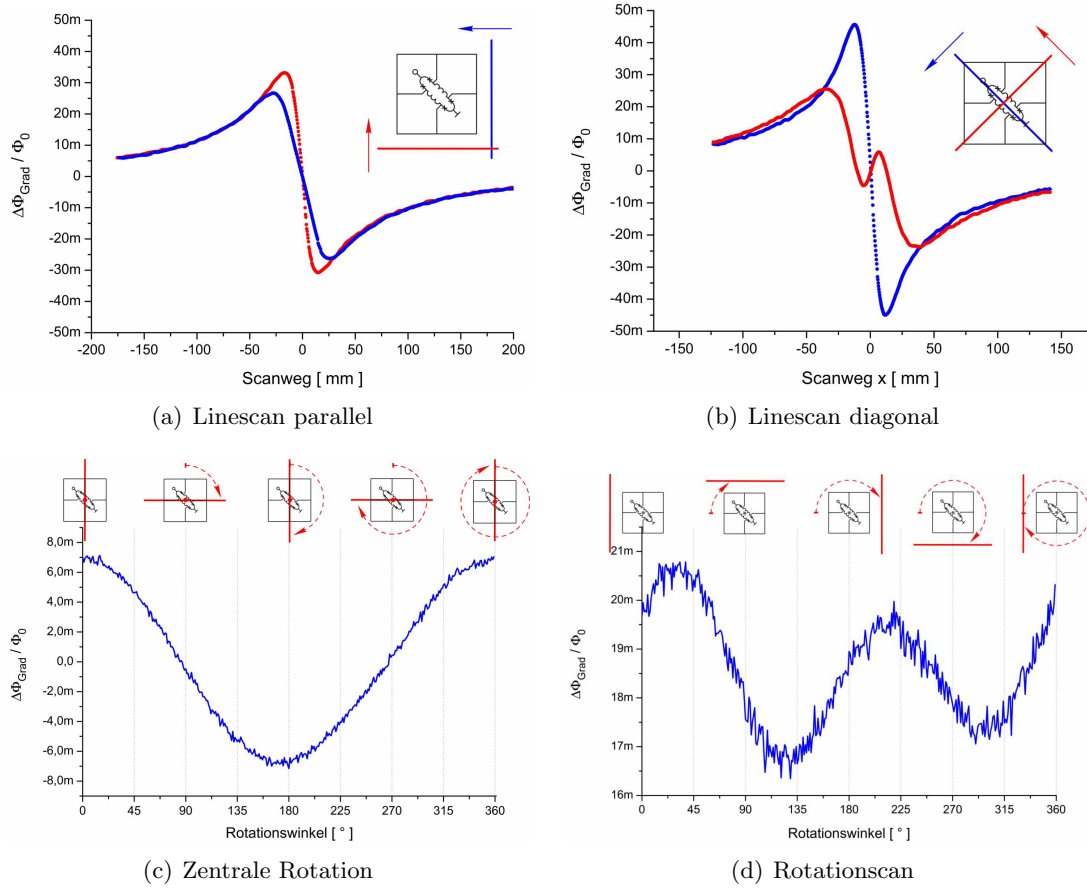


Abbildung 5.17: Ergebnisse der Line- und Rotationscans des Gradiometers B078e

Die Messungen zeigen deutliche Abweichungen zu den erwarteten Signaturen, sowie widersprüchliche Aussagen (vgl. 5.23(c) und 5.17(c)). Daher kann keine klare Zuordnung in die Funktionsweise als Gradiometer 1. oder 2. Ordnung getroffen werden.

In der Messung des parallelen Linescans 5.17(a) wird ein Magnetometerverhalten deutlich, welches auf den Anteil des SQUIDs zurückgeführt werden kann. Deshalb wurde eine Erweiterung des Modells vorgenommen, in dem auch der SQUID-Anteil berücksichtigt wird. Um die Stärke des SQUID-Anteils im richtigen Maße zu berücksichtigen, ist die Kenntnis des Verhältnisses zwischen Antennen- und Einkoppelinduktivitäten nötig.

Untersuchungen der Induktivitäten des Gradiometers

Die Antenneninduktivitäten wurden, wie bereits die SQUID-Induktivitäten, mit Hilfe des Programms *3D-MLSI* durchgeführt [KHARAEV et al., 2001]. Hierzu wurden die genauen Maße aus dem Maskenlayout umgesetzt.

Für eine einzelne Antenne ergibt die Simulation für 150 nm Schichtdicke sowie $\lambda_L = 330$ nm eine Induktivität von $L_{Akl} = 10\,650$ pH. Da sich die Induktivitäten aus dem geometrischen und dem kinetischen Anteil zusammensetzen, sind ebenfalls die große zusammenhängende

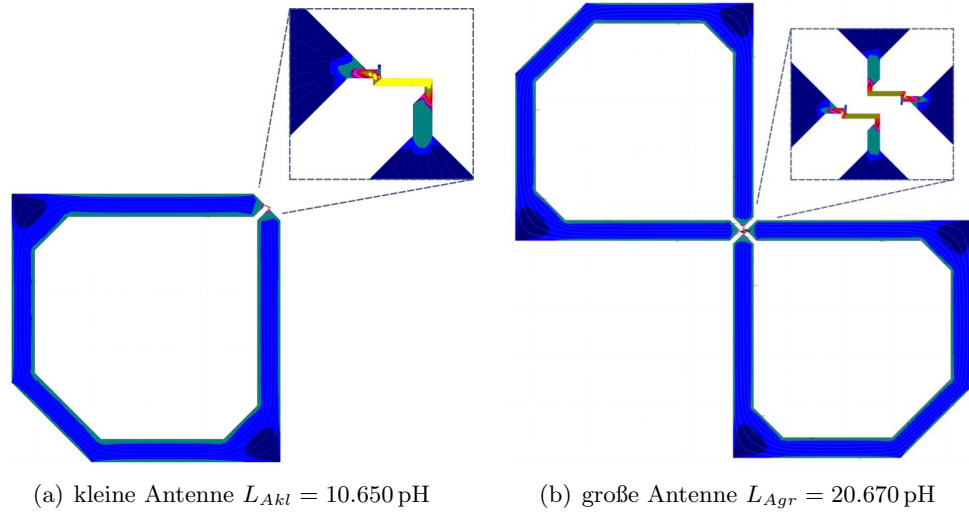


Abbildung 5.18: Simulationsergebnis der Antennenstrukturen für 150 nm Schichtdicke und $\lambda_L = 330 \text{ nm}$

Antenne der 4er-Konfiguration sowie die einzelnen Antennen der 2er-Konfiguration berechnet worden, um mögliche Auswirkungen der kleinen Strukturen, sowie der Gesamtgröße auf die Induktivitäten zu berücksichtigen. Die Ergebnisse liefern $L_{A4er,gr} = 20\,670 \text{ pH}$ für die zusammenhängende Antenne. Daran sieht man, dass das Gradiometer bereits auf Grund des Layouts eine Asymmetrie zwischen den Antennen, und damit eine Imbalance, aufweist. Dies muss bei der Auswertung beachtet werden, da bisher angenommen wurde, dass die Induktivität der großen Antenne das Doppelte der kleinen beträgt. Dies trifft auch für die 2er-Konfiguration, jedoch in weitaus geringeren Maße, zu. Hier ergeben sich $L_{A2er,gr} = 10\,790 \text{ pH}$ für die Antenne, die über beide Stege einkoppeln, für die kleinen Antennen ermittelt man auch $L_{kl} = 10\,650 \text{ pH}$.

Fügt man die Asymmetrien sowie den SQUID-Anteil mit in die numerische Betrachtung ein, ergeben sich (Signaturen nach Abbildung 5.19) in den Rotationscans bis auf die Zentrale Rotation der 4er-Konfiguration, welche jetzt eine sinusförmige Winkelabhängigkeit zeigt, keine Unterschiede. Auf die Signatur der 2er-Konfiguration hat das SQUID keinen ersichtlichen Einfluss, da hier bereits vorher sehr große Amplituden, im Bereich von 300 a.u. vorlagen, welche durch das SQUID nur geringfügig verändert werden. In der 4er-Konfiguration hat das SQUID einen deutlich stärkeren Einfluss (vgl. Abb. 5.20), da durch die Antennen selber kein Fluss ins SQUID eingekoppelt wird (im symmetrischen Fall). Somit sieht man hier nur den Magnetometeranteil, welcher durch die Asymmetrie verstärkt wird. Zu beachten sind deutlich geringere Amplituden.

In den diagonalen Linescans äußert sich das SQUID durch einen zusätzlichen Nulldurchgang in einer Richtung, roter Graph in Abbildung 5.19(d). Die Antennenasymmetrie führt zu einer Amplitudenveränderung in diesem Durchschwingverhalten.

Zur Angabe der Feldgradientenempfindlichkeit ist die effektive Fläche A_{eff} nötig, welche das Verhältnis von Koppleinduktivitäten zu Antenneninduktivitäten beschreibt. Diese lassen sich aus den Messungen als Fitparameter der Simulationen bestimmen. Hierzu muss der Skalierungsfaktor B_0 entsprechend des eingestellten Stromes angegeben werden, sowie die Höhe des Gradiometers über dem Draht und der Abstand des Drahtes zur Gradiome-

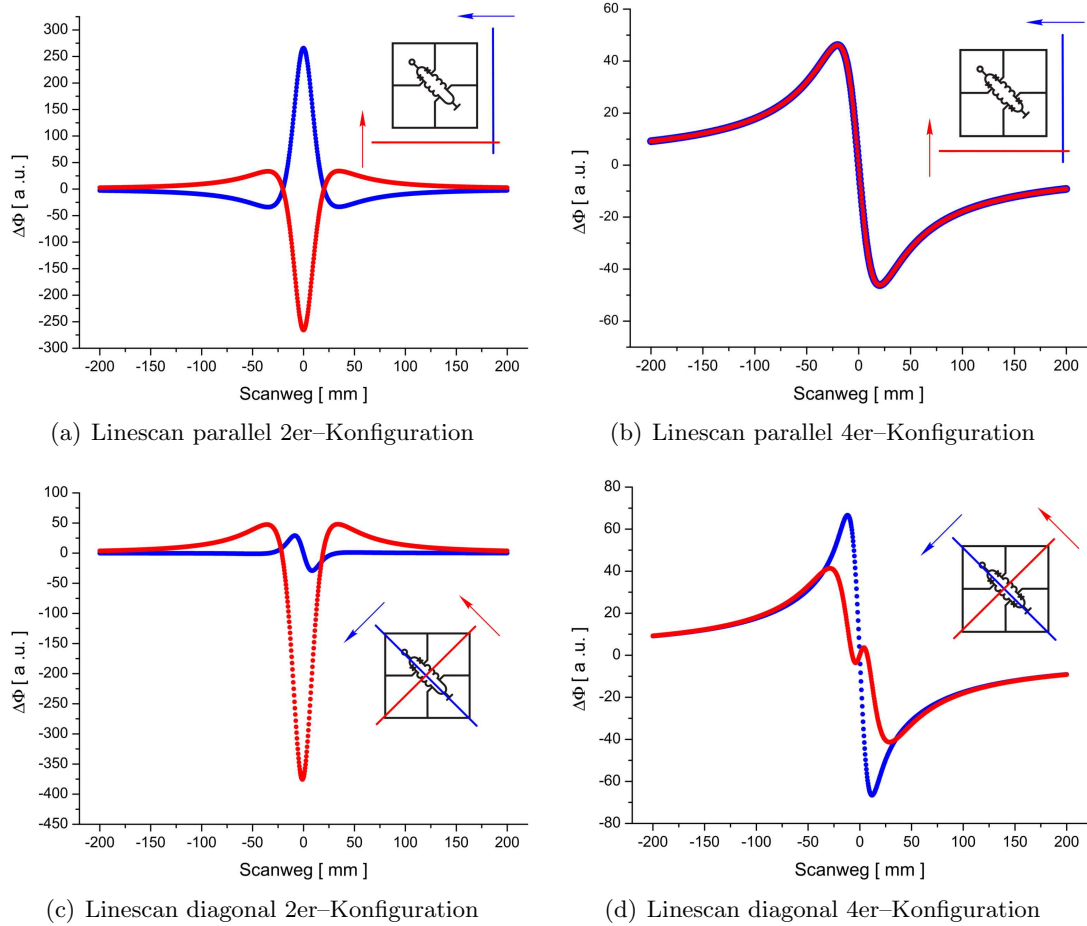


Abbildung 5.19: Simulation der Linescan-Signaturen bei Linescan's für die 2er und 4er Konfiguration, unter Beachtung des SQUIDs und Antennen-Asymmetrien

termitte (Rotationscan). Diese Faktoren sind experimentell leicht zugänglich. Speziell bei denn Rotationen ergeben sich Dejustagen im Bereich von 2 - 3 mm, da die Gradiometermitte nur durch die Nulldurchgänge der Linescans abgeschätzt werden kann. Weiterhin ergeben sich Abweichungen durch die, nicht parallel zu den Gradiometerkanten ausgerichtete, Draht-Linie, welche bei den Rotationscans durch einen Anfangswinkel α_0 ausgeglichen werden kann, jedoch innerhalb der Linescans nicht beachtet wird. Verkippungen des Gradiometers sind auf Grund der Komplexität ebenfalls nicht beachtet worden. Aus diesen Eingaben sind die Induktivitäten der Antennen und der Einkoppelstege so zu wählen, dass alle 4 Messungen berücksichtigt werden.

Bei der Umsetzung des Fitprozesses für die Probe B078e zeigte sich, dass ebenfalls Asymmetrien zwischen den kleinen Antennen sowie der Einkoppelstege im Bereich von 3% vorliegen müssen, um die Verläufe wieder zu geben. Dies macht sich vor allem im Rotationscan bemerkbar, da dieser nicht nullsymmetrisch ist. Das Verhältnis von Amplitude zu mittlerer Höhe, kann nur durch Asymmetrien erhalten werden, jedoch nicht durch geeignete Wahl der Dejustage.

Um zu klären, welche Asymmetrien in den Strukturen vertretbar sind, wurden sowohl die Schichtdicken in *3D-MLSI*, als auch die London'sche Eindringtiefe λ_L in typischen Inter-

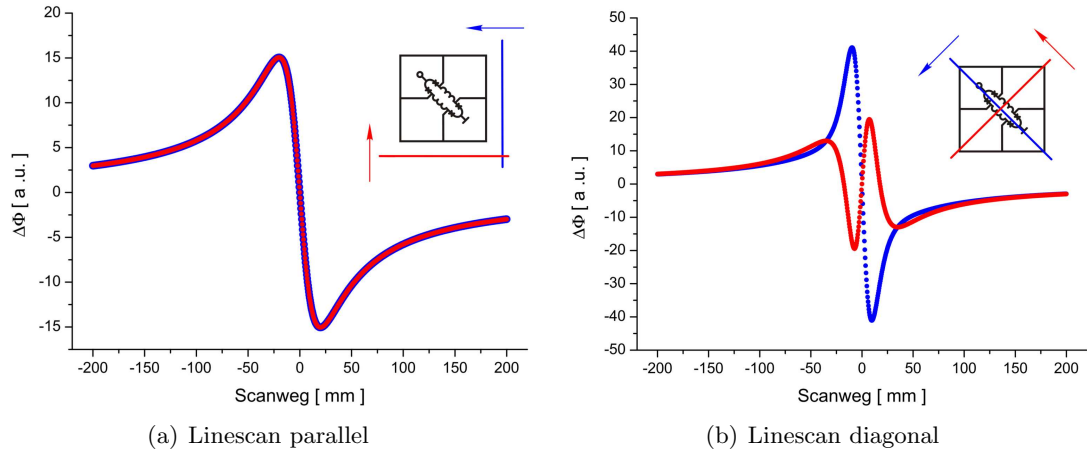


Abbildung 5.20: Einfluss des SQUID-Anteils in der 4er-Konfiguration bei symmetrischen Antenneninduktivitäten

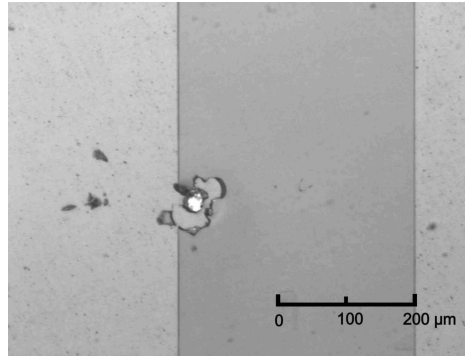


Abbildung 5.21: Strukturfehler in einer Antenne

vallen variiert. Abbildung 5.22 zeigt einen Teil der Ergebnisse der Simulationen, weitere befinden sich im Anhang A.13 und A.14. Die Parameter sind teilweise bewusst weit über die physikalisch bestätigten Werte hinaus variiert worden, um das prinzipielle Verhalten zu zeigen.

In der vorliegenden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten ist es nicht unüblich, dass die kritische Stromstärke über das gesamte Substrat um ca. 30% variiert, z.B. durch Schichtdickengradienten oder Strukturdefekte [GROSSE, 2009]. Dies beeinflusst auch λ_L , und das äußert sich durch Variationen der kinetischen Induktivität über dem Substrat. Geht man von einer Schichtdickenvariation zwischen 135 nm und 150 nm aus, ergeben sich Induktivitätsänderungen von 100 pH. Der Einfluss von λ_L ist hingegen gering, da bei solch großen Strukturen der geometrische Anteil überwiegt.

Fehler in den Antennen, wie in Abbildung 5.21, machen sich hingegen weitaus stärker bemerkbar. Ein Loch von $80\text{ }\mu\text{m} \times 80\text{ }\mu\text{m}$ führt bereits zu einer Erhöhung der Induktivität von ca. 400 pH, ein Fehler an den Antennen zu einer Erhöhung von 200 pH.

Für die kleineren Strukturen (Steg und SQUID) zeigen sich stärkere Abhängigkeiten von λ_L als von der Schichtdicke, da hier die kinetische Induktivität einen größeren Einfluss hat. Typische Werte für die Londonsche Eindringtiefe liegen im Bereich von 270 nm bis 350 nm, welche eine Variation von $\Delta L_m = 4\text{ pH}$ hervorruft, was rund 9% der gesamten Steginduktivität ausmacht. Innerhalb einer Struktur kann man jedoch nicht von solch starken Schwankungen

ausgehen, so dass hier Induktivitätsvariationen von 2 pH vertretbar sind.

Als Ursachen für Asymmetrien in den Strukturen lassen sich folgende Sachverhalte anbringen:

1. *geometrische Asymmetrien*:

bedingt durch

- die Layout-Geometrie
- Strukturdefekte (Löcher und Fehler bei der Prozessierung)

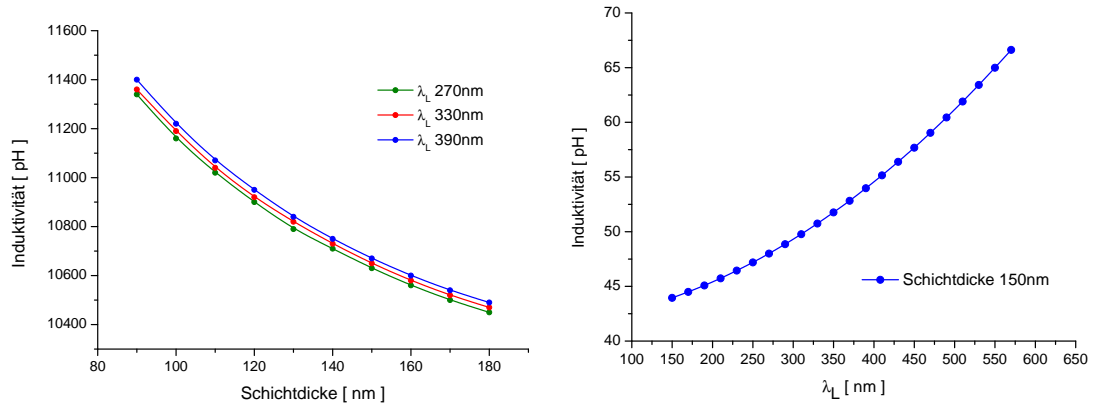
welche direkt die Induktivitäten beeinflussen

2. Schichtparameter-Asymmetrien:

- Schichtdickenvariationen (z.B. Schichtdickengradienten)
- Variation der kritischen Stromstärke
- Variation der kritischen Temperatur über dem Substrat

welche über λ_L sowie j_C die Induktivitäten beeinflussen.

Als maximale Variationen für die Fitparameter der Simulationen wurden daher $\Delta L_A = 100$ pH für die Antennen und $\Delta L_m = 2$ pH für die Einkoppelstege zugelassen.



(a) Abhängigkeit der Antenneninduktivität von der Schichtdicke für verschiedene λ_L

(b) Abhängigkeit der Steginduktivität von λ_L

Abbildung 5.22: Abhängigkeiten der Induktivität der kleinen Antenne und des Steges von der Schichtdicke sowie λ_L

Mit diesen Einschränkungen wurden die Simulationen für die Probe B078e durchgeführt. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 5.23, eine Zusammenfassung der ermittelten Werte ist in Tabelle 5.2 gegeben.

Es zeigt sich eine qualitativ sehr gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Scans und den auf Grundlage der ermittelten Induktivitätsverhältnissen durchgeführten Simulationen.

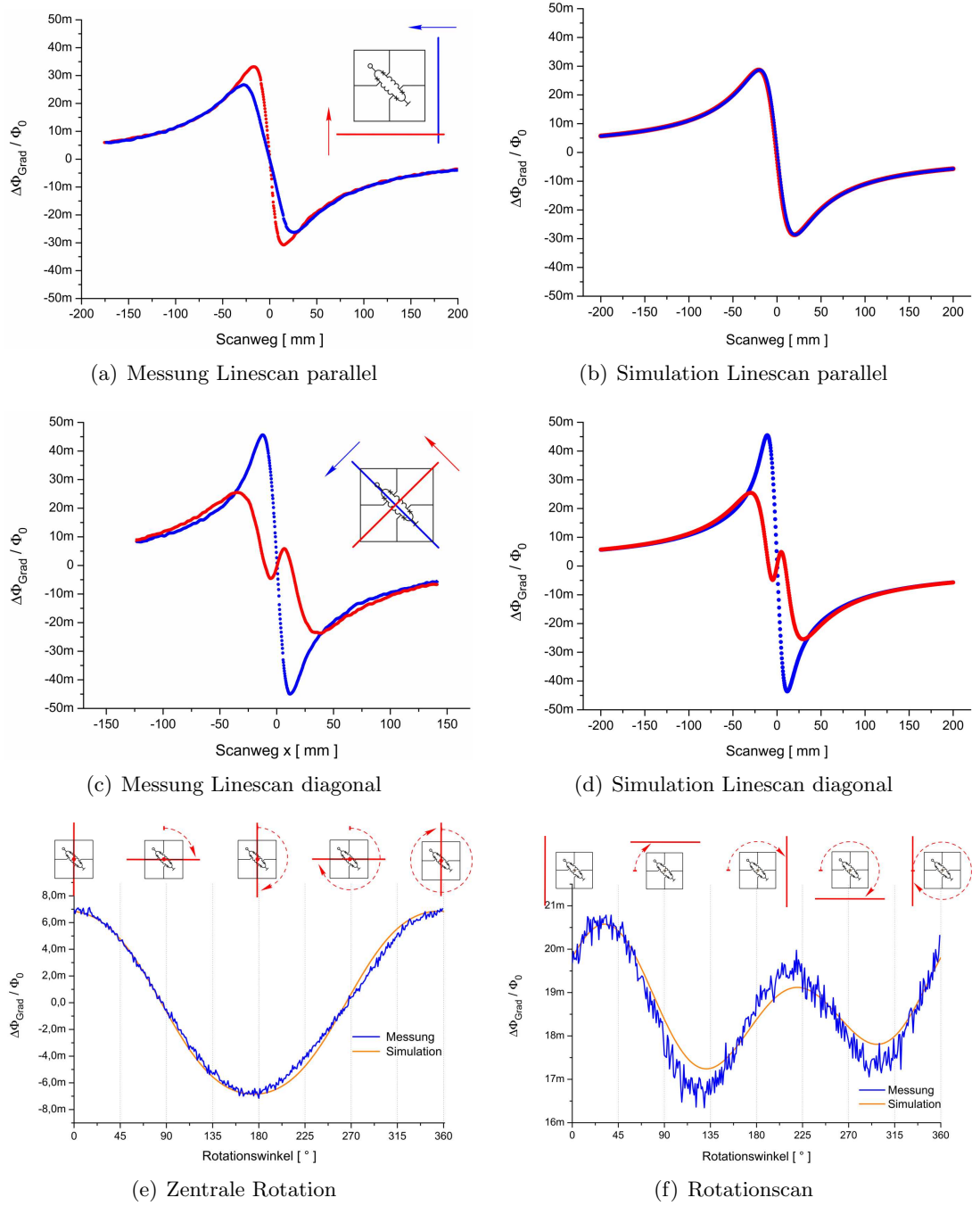


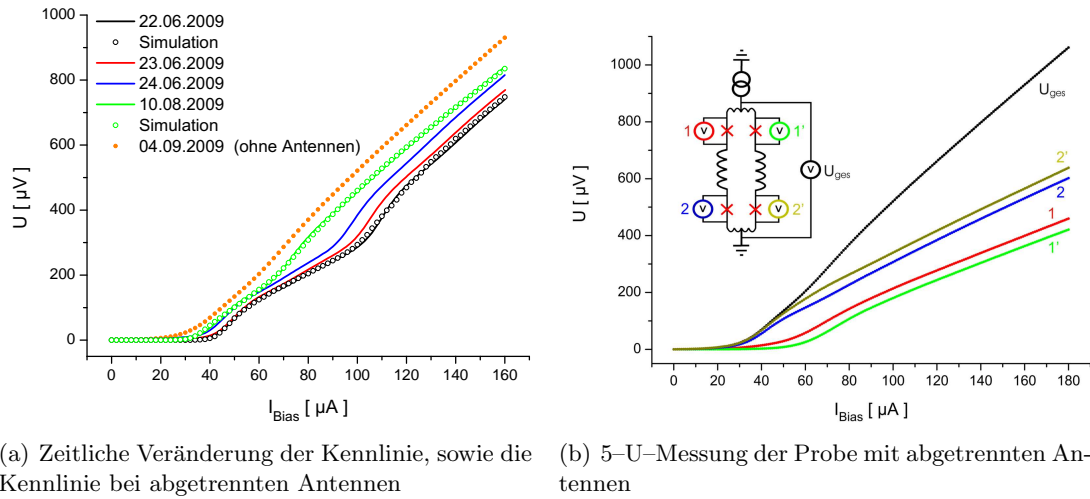
Abbildung 5.23: Auswertung der Line- und Rotationscans des Gradiometers B078e. Simulationsparameter: $L_{m1} = 50.1 \text{ pH}$, $L_{m2} = 51.1 \text{ pH}$, $L_{Agr} = 20740 \text{ pH}$, $L_{Akl1} = 10600 \text{ pH}$ und $L_{Akl2} = 10620 \text{ pH}$, sowie Dejustagen der Rotationscans

Line- und Rotationscans des Gradiometers B139d

Bei der Probe B139d wird aufgrund der Kennlinie ein Verhalten nach den Signaturen der 2er-Konfiguration erwartet.

Die Messungen zeigen jedoch überraschenderweise auch hier ein Verhalten als Gradiometer 2.Ordnung, welches durch die Simulation unter Beachtung von Dejustagen und leichten Verkipnungen des Gradiometers gut wiedergegeben werden kann; Abbildung 5.25 sowie Tabelle 5.2.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten kann der Alterungsprozess der Kontakte bieten, vergleiche Abbildung 5.24(a). Zusätzlich worden die Antennen abgetrennt und eine 5-U-Messung durchgeführt, um die Arbeitsweise des SQUIDs zu klären. Dabei zeigte sich, dass jeweils zwei parallele Kontakte ähnliche Parameter aufweisen. Die Gesamtkennlinie der 5-U-Messung ist ebenfalls in Grafik 5.24(a) eingetragen.



(a) Zeitliche Veränderung der Kennlinie, sowie die Kennlinie bei abgetrennten Antennen

(b) 5-U-Messung der Probe mit abgetrennten Antennen

Abbildung 5.24: (a) Veränderung der I-U-Charakteristik der Probe B139d aufgrund von Alterungsprozessen. (b) Spannungsverhalten der Kontakte im SQUID ohne Antennen

Erkennbar ist, dass sich die I_C 's der größeren Kontakte innerhalb von 3 Tagen wesentlich stärker verkleinert haben, als die der kleineren Kontakte, sich diese also langsam angleichen. Die Alterung von Kontakten wird durch das Ausdiffundieren des Sauerstoffs aus dem Bereich der Korngrenze hervorgerufen. Bei höheren kritischen Strömen kann davon ausgegangen werden, dass hier die Sauerstoffkonzentration größer ist, als bei kleinen, was ein stärkeres Diffusionsgefälle und damit eine schnellere Alterung hervorruft.

Innerhalb der nächsten sechs Wochen zeigte sich erneut eine deutliche Verringerung zwischen der Streuung der Kontakte. Eine Simulation der Kennlinie vom 22.06.09, die die Verteilung der Kontakte auf Grundlage der 5-U-Messung berücksichtigt, zeigt, dass die Streuung zwischen den Kontakten über 100% betragen hat, mit Einzelkontakten von $I_{CJJ1} = 54 \mu A$ und $I_{CJJ2} = 24 \mu A$. Für die Kontakte der Kennlinie vom 10.08.09 ergibt sich jedoch nur noch eine Streuung von $\approx 35\%$.

Die Line- und Rotationscans sind am 30.08.09 durchgeführt worden, somit könnte eine weitere Angleichung eingetreten sein. Die 5-U-Messung zeigt jedoch, dass nicht vier sehr ähnliche Kontakte vorliegen. Betrachtet man jedoch die Ergebnisse zum Wechsel der Funktionsweise

	L_{m1} (pH)	L_{m2} (pH)	$L_{A,gr}$ (pH)	$L_{A,kl1}$ (pH)	$L_{A,kl2}$ (pH)
B078e	50,1	51,1	20.740	10.620	10.600
B139d	50,3	51,6	20.740	10.600	10.630

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der anhand der Mathematica-Simulationen bestimmten Induktivitäten für $\lambda_L = 330$ nm der Bauteile B078e und B139d

von der 2er- zur 4er-Konfiguration bei kleinen Streuungen in Abschnitt 5.3.1, sowie die Tatsache, dass die Scans ungeschirmt durchgeführt wurden, im Gegensatz zu den geschirmten Messungen der Kennlinien, ist es durchaus möglich, dass die Probe B139d zu diesem Zeitpunkt als Gradiometer 2.Ordnung funktioniert hat.

Zu beachten ist hierbei jedoch, dass die Elektronik bei den Scans im FLL-Modus betrieben wurde. Durch das Flux-reversal ändert sich ständig der Fluss in den Antennen. Es scheint möglich, dass dabei der in Abschnitt 5.3.1 beschriebene Effekt des resistiv-Schaltens der beiden Kontakte mit größerem I_C erfolgen kann. Dies würde dann zu einem 4er-Verhalten führen, wie in den Scans beobachtet.

Dies sind jedoch nur Vermutungen, welche ohne weitere Untersuchungen zum Verhalten des Gradiometers, sowie der Arbeitsweise der Elektronik nicht geklärt werden können.

Die Tatsache, dass sich die Kontakte mit der Zeit annähern, böte jedoch die Möglichkeit, gezieht die Gradiometer altern zu lassen, bis die gewünschte Funktion eintritt und diese durch eine Passivierung zu konservieren, wie es bei der UJ111 praktiziert wurde.

Der für die Simulationen der beiden Gradiometer zugrunde liegende Wert für λ_L war 330 nm. An dem Ergebnis der qualitativen Übereinstimmung von Messung und Simulation würde sich nichts ändern, wenn man den gemessenen Wert von $\lambda_L \approx 540$ nm ansetzen würde. Sowohl die Antenneninduktivität als auch die SQUID-Induktivität würden nach Abbildung 5.22 steigen. Die Steigung von L_m wäre dabei zwar überproportional stärker, die prinzipielle Tendenz bleibt jedoch erhalten, so dass sowohl Asymmetrien im SQUID und in der Antennengeometrie Berücksichtigung finden müssen.

Das gemessene Verhalten der Line- und Rotationsscans beider Proben lässt sich jedoch unter keinen Umständen mit denen eines Gradiometers in der 2er-Konfiguration erklären.

Die restlich vorhandenen Abweichungen lassen sich durch Dejustagen, v.a. der Linescans, sowie Verkipfung des Gradiometers erklären.

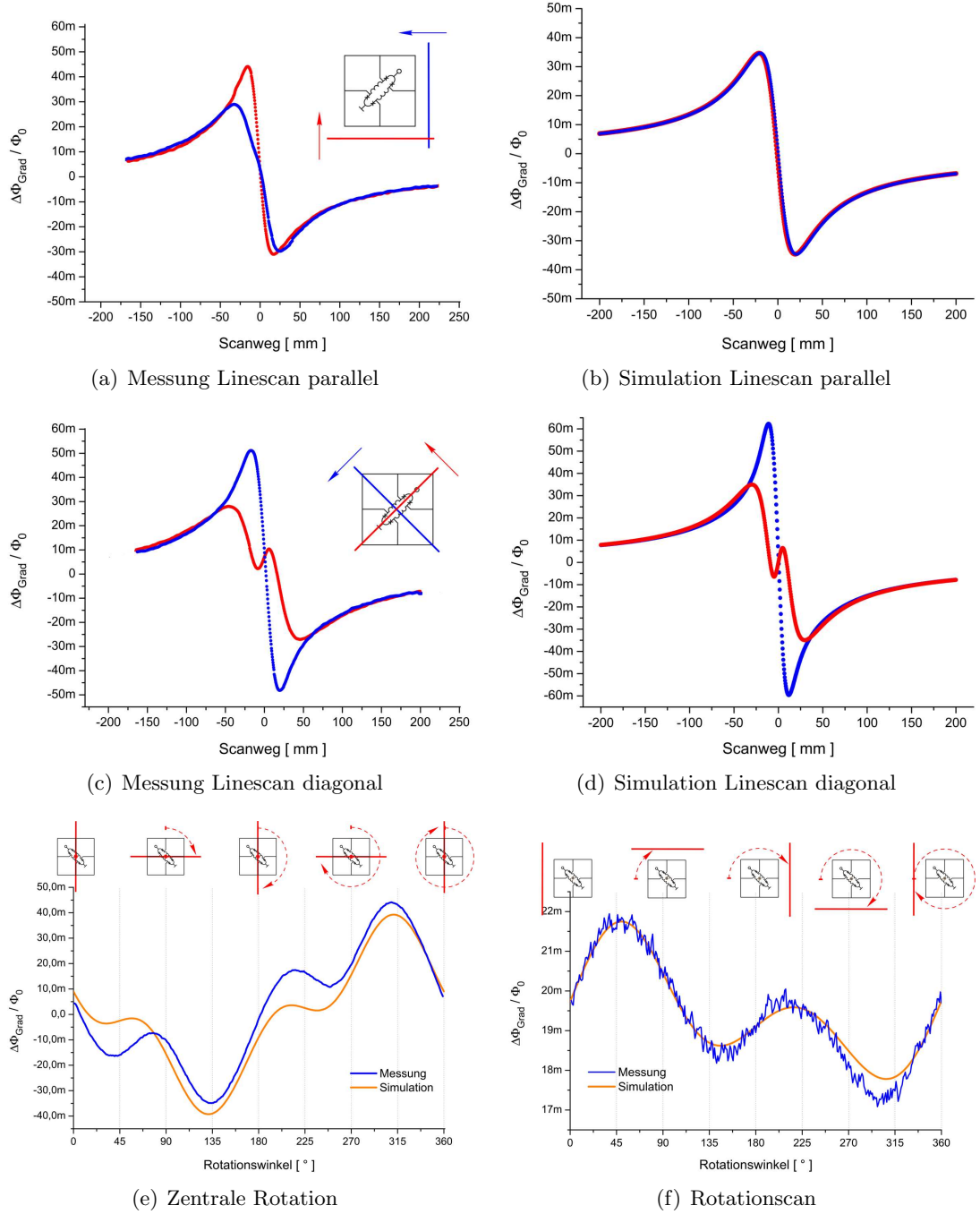


Abbildung 5.25: Auswertung der Line- und Rotationscans des Gradiometers B139d. Simulationsparameter: $L_{m1} = 50.3 \text{ pH}$, $L_{m2} = 51.6 \text{ pH}$, $L_{Agr} = 20.740 \text{ pH}$, $L_{Akl1} = 10.630 \text{ pH}$ und $L_{Akl2} = 10.600 \text{ pH}$ sowie Dejustagen der Rotationscans

5.3.3 Gradiometer-Parameter

Ein gut ausbalanciertes Gradiometer zeichnet sich dadurch aus, so wenig wie möglich auf Gleichfeld anzusprechen. Wichtige Größe hierbei ist die Fehlfläche A_{Fehl} , also die Fläche welche auf Konstantfelder anspricht. Sie entspricht meist der SQUID-Fläche, kann jedoch gerade bei Asymmetrien der Antennen und Einkoppelstege, davon abweichen.

Zur Bestimmung der Fehlfläche wird das Gradiometer in der Mitte einer Helmholtz-Spule eingekühlt. Diesmal wurden jedoch nicht wie üblich die Modulationskennlinien aufgenommen und ausgewertet, sondern die Magnicon im FFL-Betrieb genutzt. Die Spule wird bei der Messung mit Wechselstrom gespeist und die Amplitude so weit erhöht, bis die Elektronik ein Φ_0 rückkoppeln muss. Der dafür benötigte Strom bestimmt die Feldstärke.

Für beide Gradiometer wurde eine Fehlfläche von $A_{Fehl} = (1,21 \pm 0,02) \cdot 10^3 \mu\text{m}^2$ bestimmt. Diese beträgt nur $\frac{1}{3}$ der SQUID-Fläche, offensichtlich gleichen hier die Asymmetrien der Antennen und der Stege den SQUID-Anteil zu einem gewissen Teil aus.

Zusammen mit der effektiven Fläche A_{eff} der Gradiometer bestimmt die Fehlfläche die Gleichfeldunterdrückung (CMRR). Die effektive Fläche berechnet sich aus den Antennen- und Steginduktivitäten der Probe zu $83,21 \cdot 10^{-3} \text{mm}^2$ (B078e) und $83,76 \cdot 10^{-3} \text{mm}^2$ (B139d). Wobei für die Induktivitäten die Mittelwerte angenommen wurden. Bei der Antennenfläche werden $\frac{1}{4}$ der Gesamtfläche, welche sich ergibt, wenn man die halbe Antennenbreite als Flusssammler mit einbezieht, eingerechnet, d.h. $A_A = 17,25 \text{mm}^2$. Aus diesen Werten ergibt sich die Gleichfeldunterdrückung zu

$$CMRR = \frac{A_{eff}}{A_{fehl}} = 69 \quad (5.7)$$

für beide Bauteile.

Im Vergleich zu anderen Bauteilen stellt, bei denen bis zu einigen 100 erreicht werden, dies ein sehr geringer Wert dar [HE und ZHANG, 1997]. Dies wird hauptsächlich durch die geringe effektive Fläche bestimmt, im Vergleich hat das Flip-Chip-Auslesegradiometer ein A_{eff} von 0.15mm^2 , also die doppelte effektive Fläche. Die SQUID-Fläche ist im Vergleich zum U-Layout ebenfalls mehr als doppelt so groß [SEIDEL et al., 2006], [STEPPKE, 2007]. Hier ergeben sich Verbesserungsmöglichkeiten für die Zukunft, etwas durch eine bessere Anpassung der Induktivitäten. In der SQUID-Fläche ist man aufgrund der doppelten Führung über die Korngrenze in dessen Optimierung allerdings begrenzt.

5.3.4 Rauscheigenschaften

Die Feldempfindlichkeit begrenzende Größe, stellt das Sensorrauschen dar.

Da die Sensoren für den ungeschirmten Einsatz bestimmt sind, wurden die Messungen auch ungeschirmt durchgeführt, um realistische Werte zu liefern.

Abbildung 5.26(a) verdeutlicht den positiven Einfluss des Bias-reversals (AC) auf das Rauschen. Es zeigt sich eine Abnahme des Rauschens für den niederfrequenten Bereich sowie eine Verringerung der Eckfrequenz, welche den Übergang vom $1/f$ -Rauschen ins weiße Rauschen kennzeichnet. Für das Spannungsrauschen der Probe B139d (Abbildung A.16(b)) zeigte sich kein Einfluss des AC-Betriebs, d.h. es sind Ursachen für Spannungsfluktuationen vorhanden, die sich durch das Umschalten nicht aufheben. Diese können z.B. Fluss sein, der in die Antennen oder die großen SQUID-Strukturen eingedrungen ist.

Im weißen Rauschen (@ 2 kHz) ergeben sich die Flussrauschwerte $\sqrt{S_\Phi} = 61.9 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ (B078e) sowie $\sqrt{S_\Phi} = 21.7 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Die Unterschiede ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Hübe von $7.7 \mu\text{V}$ bzw. $16 \mu\text{V}$. Ermittelt wurden die Rauschwerte für den Bias-Strom des maximalen Hubes, welches nicht zwangsläufig auch das geringste Rauschen bie-

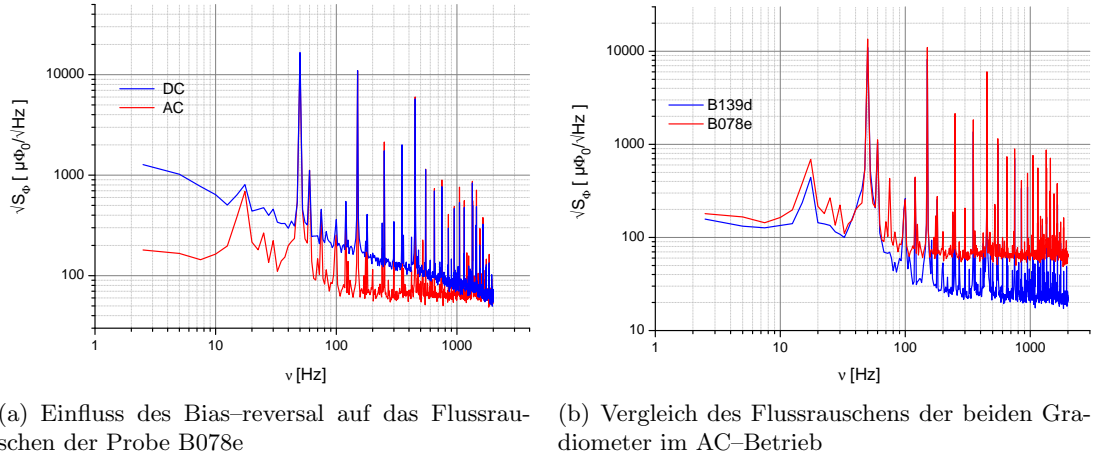


Abbildung 5.26: Rauschverhalten der Gradiometer

tet [NAWRODT et al., 2003], [POLLITHY, 2009].

Für die Vergleichbarkeit mit anderen Gradiometern wird das Feldgradientenrauschen verwendet. Ausgehend vom Feldgradientenrauschen für ein Gradiometer 1.Ordnung (2.32) ergibt sich für ein Gradiometer 2.Ordnung [LEE et al., 1998]

$$\sqrt{S_{GII}} = \frac{\sqrt{S_{\Phi}}}{A_{eff} \cdot b^2} \quad (5.8)$$

Hieraus ergibt sich mit den ermittelten Werten für A_{eff} und der Basislänge $b = 4,25 \text{ mm}$ ein Feldgradientenrauschen 2.Ordnung

$$8,53 \frac{pT}{cm^2 \cdot \sqrt{Hz}} \quad \text{bzw.} \quad 2,97 \frac{pT}{cm^2 \cdot \sqrt{Hz}}$$

für die Bauteile B078e bzw. B139d. Im Vergleich zur geschätzten Angabe von $3,3 \frac{pT}{cm^2 \cdot \sqrt{Hz}}$ der Koreanischen Gruppe um [LEE et al., 2003] für ihre Struktur, liefert die Messung ein gutes Rauschverhalten des neuen Gradiometer-Layouts.

Tabelle A.1 im Anhang fasst alle ermittelten Rauschwerte zusammen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Herstellung von single-layer Hardware-Gradiometern auch mit Bikristallkontakten und mit 4-Josephson-Kontakt-SQUID möglich ist.

Um besser die prinzipielle Funktionsweise des Gradiometers zu verstehen, wurde zuerst das SQUID separat prozessiert. Bei diesen Messungen zeigte sich, dass der Spread der kritischen Ströme der Josephson-Kontakte einen großen Einfluss auf die Funktionsweise des geplanten Gradiometers hat. Für die elektrische Charakterisierung wurde eine spezielle 4-fach Stromquelle konzipiert und aufgebaut, die die Aufgaben der früheren Stromquellen in einem Gerät vereinigt und darüber hinaus auch bei der Fluss-Spannungs-Charakterisierung das Zuschalten mehrerer Spulen ermöglicht. Ein neuer 5-fach Spannungsmessstab mit fünf integrierten Vorverstärkern erlaubt es jetzt, fünf Spannungen gleichzeitig unabhängig zu messen mit einem Speisestrom und einem Spulenstrom, oder variabel jeweils drei Strom-Spannungs-Charakteristiken völlig getrennt zu messen, zum Beispiel drei SQUIDs einzeln. Mit diesem Messstab wurde die Phasensynchronisation von zwei Kontakten in dem 4-Josephson-Kontakt-SQUID nachgewiesen. Mithilfe dieser Messwerte und von den Einzelmessungen an separierten Josephson-Kontakten konnte das Verhalten des 4-Kontakt-SQUIDs simuliert werden.

Bei den prozessierten Gradiometern zeigten sich qualitativ die Eigenschaften eines Gradiometers 2.Ordnung, die im Vorfeld numerisch simuliert wurden. Als Ergebnis lässt sich dabei sagen, dass über die Antennen jeweils alle Josephson-Kontakt Paare im SQUID synchronisieren, wenn die jeweils parallel liegenden Kontakte und deren Summen der kritischen Ströme der beiden Seiten nicht mehr als 5% streuen.

Anhand der Line- und Rotation-Scans und umfangreicher Simulationen zeigten sich strukturbedingte Defizite im Gradiometer-Layout. Dazu gehören besonders die schlechte CMRR, die im Vergleich zum Read-out Gradiometer um den Faktor 5 schlechter ist, sowie in der Layout-Geometrie begründete Asymmetrien der Induktivitäten. Eine diesbezügliche Optimierung ist unumgänglich, wenn man das volle Potential des Gradiometers ausschöpfen möchte.

Die in ungeschirmter Umgebung gemessenen, Spannungsrauschwerte bestätigen jedoch das Potential bezüglich vergleichbarer abgeschätzter Literaturwerte einer anderen Gruppe [LEE et al., 2003]. Die Vorteile des konzipierten Gradiometer-Layouts im Vergleich zur Variante mit step-edge Kontakten liegt klar in der einfachen technologischen Handhabung der Bikristall-Kontakte, sowie einer geringen Ausschussrate. Alle prozessierte Bauteile zeigten SQUID typische Charakteristiken (Kennlinien, Modulation), welche für die Funktion unerlässlich sind. Im Gegensatz zur Umsetzung mit step-edge Kontakten ist man jedoch auf den Verlauf der Korngrenze und damit in der Geometrie des 4-Kontakt-SQUID's beschränkt. Dies führt zu großen SQUID-Flächen und damit zur schlechten Gleichfeldunterdrückung des Layouts.

Die vorliegende Arbeit konnte jedoch nicht alle Fragen vollständig klären. So bleibt zu Beispiel unklar, warum die gemessenen Ergebnisse für die Londonsche Eindringtiefe, so stark von den Literaturwerten und den in der eigenen Arbeitsgruppe gemessenen Werte abweichen. Weiterhin sollten die Messung zur direkten Stromeinkopplung wiederholt werden, um die Einkoppelinduktivität nochmals zu bestimmen. Außerdem scheint es angebracht, weitere Untersuchungen bezüglich der gezielten Alterung der kritischen Ströme durchzuführen. Falls das Verfahren erfolgreich ist, könnte man dann bei Erreichen der gewünschten Parameter die Schicht durch Passivierung konservieren.

Die Arbeit stellt damit die prinzipiellen konstruktiven Mängel des vorhandenen Gradiometers 2.Ordnung dar, aber auch das Potential dieses Sensortypes auf Bikristallen.

Literaturverzeichnis

- [78L] *POSITIVE-VOLTAGE REGULATORS*.
<http://focus.ti.com/lit/ds/symlink/ua7808.pdf>.
- [ABAL'OSHEVA und LEWANDOWSKI, 2002] ABAL'OSHEVA, I S und S. J. LEWANDOWSKI (2002). *Dynamics of Josephson multi-junction systems: stable and metastable states*. Superconductor Science and Technology, 15(8):1220–1225.
- [AMBEGAOKAR und HALPERIN, 1969] AMBEGAOKAR, VINAY und B. I. HALPERIN (1969). *Voltage Due to Thermal Noise in the dc Josephson Effect*. Phys. Rev. Lett., 22(25):1364 – 1366.
- [BARDEEN et al., 1957] BARDEEN, J., L. N. COOPER und J. R. SCHRIEFFER (1957). *Theory of Superconductivity*. Phys. Rev., 108(5):1175–1204.
- [BECKER, 2005] BECKER, C. (2005). *Verhalten von HTSL-SQUID-Gradiometern im magnetischen Feld*. Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität.
- [BEDNORZ und MÜLLER, 1988] BEDNORZ, J. GEORG und K. A. MÜLLER (1988). *Perovskite-type oxides - The new approach to high-T_c superconductivity*. Rev. Mod. Phys., 60(3):585–600.
- [BERLINSKY et al., 1993] BERLINSKY, A. JOHN, C. KALLIN, G. ROSE und A.-C. SHI (1993). *Two-fluid interpretation of the conductivity of clean BCS superconductors*. Phys. Rev. B, 48(6):4074–4079.
- [BHASIN et al., 1991] BHASIN, KB, J. WARNER, F. MIRANDA, W. GORDON und H. NEWMAN (1991). *Determination of surface resistance and magnetic penetration depth of superconducting YBa₂Cu₃O_{7-δ} thin films by microwave power transmission measurements*. IEEE Transactions on Magnetics, 27(2 Part 4):1284–1287.
- [BUCKEL und KLEINER, 2004] BUCKEL, W. und R. KLEINER (2004). *Supraleitung. Grundlagen und Anwendungen*, Bd. 6. Wiley-VCH Verlag.
- [CHESCA, 1998] CHESCA, B. (1998). *Analytical Theory of DC SQUIDS Operating in the Presence of Thermal Fluctuations*. Journal of Low Temperature Physics, 111:1 – 2.
- [DARULA et al., 1995a] DARULA, M., S. BEUVEN, M. SIEGEL, A. DARULOVA und P. SEIDEL (1995a). *Multi-junction Superconducting Loops: A New Family of Josephson Oscillators*. Nagoya, Japan.
- [DARULA et al., 1995b] DARULA, M., S. BEUVEN, M. SIEGEL, A. DARULOVA und P. SEIDEL (1995b). *Phase locking in a multijunction superconducting loop*. Applied Physics Letters, 67(11):1618–1620.
- [DARULA et al., 1996] DARULA, M., S. BEUVEN, M. SIEGEL, P. SEIDEL und A. DARULOVA (1996). *Coherent states in a multi-junction superconducting loop*. EPL (Europhysics Letters), 33(1):41–46.

- [DARULA et al., 1993] DARULA, M., P. SEIDEL, F. BUSSE und S. BENACKA (1993). *Dynamic properties of a superconducting quantum interference device containing arrays of Josephson junctions*. Journal of Applied Physics, 74(4):2674–2680.
- [DRUNG, 2002] DRUNG, DIETMAR (2002). *High-performance DC SQUID read-out electronics*. Physica C: Superconductivity, 368(1-4):134 – 140.
- [ENPUKU et al., 1993] ENPUKU, K., Y. SHIMOMURA und T. KISU (1993). *Effect of thermal noise on the characteristics of a high T_c superconducting quantum interference device*. Journal of Applied Physics, 73(11):7929–7934.
- [ENPUKU et al., 1994] ENPUKU, K., G. TOKITA und T. MARUO (1994). *Inductance dependence of noise properties of a high- T_c dc superconducting quantum interference device*. Journal of Applied Physics, 76(12):8180–8185.
- [ENPUKU et al., 1995] ENPUKU, K., G. TOKITA, T. MARUO und T. MINOTANI (1995). *Parameter dependencies of characteristics of a high- T_C dc superconducting quantum interference device*. Journal of Applied Physics, 78(5):3498–3503.
- [ENSS und HUNKLINGER, 2000] ENSS, CHRISTIAN und S. HUNKLINGER (2000). *Tieftemperaturphysik*. Springer Verlag–Berlin Heidelberg New York.
- [FÖRSTER, 2006] FÖRSTER, T. (2006). *Hochempfindliche Gradiometer für unabgeschirmte Messungen magnetischer Felder*. Diplomarbeit, Friedrich–Schiller–Universität Jena.
- [GERDEMANN et al., 1994] GERDEMANN, R., K.-D. HUSEMANN, R. GROSS, L. ALFF, A. BECK, B. ELIA, W. REUTER und M. SIEGEL (1994). *Spatially resolved analysis of high- T_C grain boundary Josephson junctions and arrays*. Journal of Applied Physics, 76(12):8005–8015.
- [GINZBURG und LANDAU, 1950] GINZBURG, V. L. und L. D. LANDAU (1950). *On the Theory of superconductivity*. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 20:1064–1082.
- [GORTER und CASIMIR, 1934] GORTER, CJ und H. CASIMIR (1934). *Zur Thermodynamik des supraleitenden Zustandes*. Phys. Z, 35:963.
- [GOU et al., 2001] GOU, Y.S., H. ZENG, J. JUANG, J. LIN, K. WU, T. UEN und H. LI (2001). *Determination of the doping dependence of the penetration depth using YBCO microstrip ring resonators*. Physica C: Superconductivity, 364-365:408 – 410.
- [GREENBERG, 2002] GREENBERG, YA. S. (2002). *Theory of the voltage-current characteristic of high T_C DC SQUIDS*. Physica C: Superconductivity, 371(2):156 – 172.
- [GREENBERG, 2003] GREENBERG, YA. S. (2003). *Theory of the voltage-current characteristics of high T_C asymmetric DC SQUIDS*. Physica C: Superconductivity, 383(4):354 – 364.
- [GREENBERG und NOVIKOV, 2006] GREENBERG, YA.S. und I. NOVIKOV (2006). *The voltage-current characteristic of high- T_C DC SQUID: Theory, simulation, experiment*. Physica C: Superconductivity, 433(3-4):212 – 224.
- [GROSSE, 2005] GROSSE, V. (2005). *Herstellung und Charakterisierung von epitaktischen Supraleiter–Isolator–Schichtsystemen*. Diplomarbeit, Friedrich–Schiller–Universität Jena.
- [GROSSE, 2009] GROSSE, V. (2009). *persönliches Gespräch mit Veit Grosse*.

- [GROSS, 1993] GROSS, R. (1993). *Interfaces in High- T_C Superconducting Systems*, Bd. 1, Kap. 6. Springer New York.
- [GROSS et al., 1990] GROSS, R., P. CHAUDHARI, D. DIMOS, A. GUPTA und G. KOREN (1990). *Thermally activated phase slippage in high- T_c grain-boundary Josephson junctions*. Phys. Rev. Lett., 64(2):228–231.
- [GROSS, 2005] GROSS, RUDOLF (2005). *Grain boundaries in high temperature superconductors: A retrospective view*. Physica C: Superconductivity, 432(3-4):105 – 115.
- [HALBRITTER, 1993] HALBRITTER, J. (1993). *Extrinsic or intrinsic conduction in cuprates: Anisotropy, weak, and strong links*. Phys. Rev. B, 48(13):9735–9746.
- [HAO et al., 1996] HAO, L, J. C. MACFARLANE und C. M. PEGRUM (1996). *Excess noise in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ thin film grain boundary Josephson junctions and devices*. Superconductor Science and Technology, 9(8):678–687.
- [HE und ZHANG, 1997] HE, DONGFENG und Y. ZHANG (1997). *First-order gradiometer of high T_c rf SQUID*. Physica C: Superconductivity, 282-287(Part 4):2481 – 2482. Materials and Mechanisms of Superconductivity High Temperature Superconductors.
- [HILGENKAMP und MANNHART, 1998] HILGENKAMP, H. und J. MANNHART (1998). *Superconducting and normal-state properties of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -bicrystal grain boundary junctions in thin films*. Applied Physics Letters, 73(2):265–267.
- [HILGENKAMP und MANNHART, 2002] HILGENKAMP, H. und J. MANNHART (2002). *Grain boundaries in high- T_c superconductors*. Rev. Mod. Phys., 74(2):485–549.
- [HYLTON et al., 1989] HYLTON, TL, M. BEASLEY, A. KAPITULNIK, J. CARINI, L. DRABECK und G. GRUNNER (1989). *Surface impedance studies of the high- T_c oxidesuperconductors*. IEEE Transactions on Magnetics, 25(2):810–813.
- [IL'ICHEV et al., 1996] IL'ICHEV, E., L. DÖRRER, F. SCHMIDL, V. ZAKOSARENKO, P. SEIDEL und G. HILDEBRANDT (1996). *Current resolution, noise, and inductance measurements on high- T [sub c] dc SQUID galvanometers*. Applied Physics Letters, 68(5):708–710.
- [JOSEPHSON, 1962] JOSEPHSON, BD (1962). *Possible new effects in superconductive tunneling*. Physics Letters, 1:251–253.
- [KHAPAEV et al., 2001] KHAPAEV, M.M., A. KIDIYAROVA-SHEVCHENKO, P. MAGNELIND und M. KUPRIYANOV (2001). *3D-MLSI: software package for inductance calculation in multilayer superconducting integrated circuits*. Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, 11(1):1090–1093.
- [KOCH et al., 1981] KOCH, ROGER H., D. J. V. HARLINGEN und J. CLARKE (1981). *Quantum noise theory for the dc SQUID*. Applied Physics Letters, 38(5):380–382.
- [KOCH et al., 1980] KOCH, ROGER H., D. J. VAN HARLINGEN und J. CLARKE (1980). *Quantum-Noise Theory for the Resistively Shunted Josephson Junction*. Phys. Rev. Lett., 45(26):2132–2135.
- [KOHLMANN et al., 2007] KOHLMANN, J., F. MULLER, O. KIELER, R. BEHR, L. PALAFOX, M. KAHMANN und J. NIEMEYER (2007). *Josephson Series Arrays for Programmable 10-V SINIS Josephson Voltage Standards and for Josephson Arbitrary Waveform Synthesizers Based on SNS Junctions*. Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on, 56(2):472–475.

- [KOHLMANN et al., 2003] KOHLMANN, JOHANNES, R. BEHR und T. FUNCK (2003). *Josephson voltage standards*. Measurement Science and Technology, 14(8):1216–1228.
- [KONOPKA et al., 1996] KONOPKA, A., S. J. LEWANDOWSKI, P. N. MIKHEENKO und R. MONACO (1996). *Equilibrium states in multijunction superconducting quantum interferometers*. Journal of Applied Physics, 79:7871–7876.
- [LEE et al., 2003] LEE, SOON-GUL, Y. HWANG und I.-S. KIM (2003). *Off-diagonal 2nd-order SQUID gradiometer made from a single layer of high T_c superconductor film*. Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, 13(2):857–860.
- [LEE et al., 1998] LEE, SOON-GUL, Y. HWANG, B.-C. NAM, J.-T. KIM und I.-S. KIM (1998). *Direct-coupled second-order superconducting quantum interference device gradiometer from single layer of high temperature superconductor*. Applied Physics Letters, 73(16):2345–2347.
- [LIEBENBERG et al., 1995] LIEBENBERG, D. H., R. J. SOULEN, T. L. FRANCAVILLA, W. W. FULLER-MORA, P. C. MCINTYRE und M. J. CIMA (1995). *Current-voltage measurements of thin $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ films compared with a modified Ambegaokar-Halperin theory*. Phys. Rev. B, 51(17):11838–11847.
- [LONDON, 1950] LONDON, F. (1950). *Superfluids*. Wiley and Sons.
- [LONDON und LONDON, 1935] LONDON, F. und H. LONDON (1935). *The Electromagnetic Equations of the Supraconductor*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 149(866):71–88.
- [LUCA, 2009] LUCA, R DE (2009). *Analysis of the periodicity of voltage versus applied flux curves of planar and three-dimensional SQUIDs in the presence of coupling inhomogeneity*. Superconductor Science and Technology, 22(12):125010 (6pp).
- [MAGNICON] MAGNICON. *SEL-1 SQUID Electronics*. Magnicon physical research and instrumentation, MAGNICON GbR, Lemsahler Landstr. 171, 22397 Hamburg. www.magnicon.com.
- [MANNHART, 2006] MANNHART, J. (2006). *Properties of grain boundaries in high- T_c superconductors - Notes on a recent presentation*. Physica C: Superconductivity, 450(1-2):152 – 155.
- [MEISSNER und OCHSENFELD, 1933] MEISSNER, W. und R. OCHSENFELD (1933). *Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*. Die Naturwissenschaften, 21(44):787–788.
- [MIKLICH et al., 1992] MIKLICH, A. H., J. CLARKE, M. S. COLCLOUGH und K. CHAR (1992). *Flicker ($1/f$) noise in biepitaxial grain boundary junctions of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* . Applied Physics Letters, 60(15):1899–1901.
- [MÜLLER, 2001] MÜLLER, S. (2001). *Konzipierung, Aufbau und Charakterisierung eines Messsystems zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung mit Magnetfeldsensoren*. Diplomarbeit, Fachhochschule Jena, Fachbereich Physikalische Technik.
- [NAWRODT et al., 2003] NAWRODT, R., S. NIETZSCHE, R. NEUBERT, W. VODEL und P. SEIDEL (2003). *Noise Optimization of the LTS-SQUID-Based Measurement Equipment*. In: *Annual Report*. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Institut für Festkörperphysik.

- [NOVIKOV et al., 2009] NOVIKOV, I.L., Y. GREENBERG, V. SCHULTZE, R. IJSSELSTEIJN und H.-G. MEYER (2009). *Voltage-current and voltage-flux characteristics of asymmetric high T_C DC SQUIDS*. Physica C: Superconductivity, 469(1):30 – 38.
- [POLLITHY, 2009] POLLITHY, M. (2009). *Rauschuntersuchungen an Hoch T_C DC-SQUID-Gradiometern*. unveröffentliche Messungen.
- [SCHAERER] SCHAERER, T. *Integrierte fixe und einstellbare 3-pin-Spannungsregler und eine einfache Akku-Ladeschaltung mit LM317LZ*. www.elektronik-kompodium.de/public/schaerer/ureg3pin.htm.
- [SCHINKEL, 2009] SCHINKEL, U. (2009). *Untersuchungen an gekoppelten DC-SQUID-Gradiometern im externen Magnetfeld*. Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena.
- [SCHUSTER et al., 1993] SCHUSTER, S., R. GROSS, B. MAYER und R. P. HUEBENER (1993). *Thermal-noise-induced resistance and supercurrent correlation function in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ grain-boundary Josephson junctions*. Phys. Rev. B, 48(21):16172–16175.
- [SEIDEL, 2005] SEIDEL, P. (2005). *Effekte der Physik und ihre Anwendungen*, Bd. 3, Kap. Josephson-Effekte, S. 1060 – 1062. Verlag Harri Deutsch.
- [SEIDEL et al., 2007] SEIDEL, P, C. BECKER, A. STEPPKE, M. BUETTNER, H. SCHNEIDEWIND, V. GROSSE, G. ZIEGER und F. SCHMIDL (2007). *Long-time stable high-temperature superconducting DC-SQUID gradiometers with silicon dioxide passivation for measurements with superconducting flux transformers*. Superconductor Science and Technology, 20(11):S380–S384.
- [SEIDEL et al., 2009a] SEIDEL, P., C. BECKER, A. STEPPKE, U. SCHINKEL, K. HOEFER, V. GROSSE, S. ENGMANN, F. SCHMIDL und L. REDLICH (2009a). *Higher Order HTSC Gradiometer for Measurements in Unshielded Environment*. 19(3):218–221.
- [SEIDEL et al., 2006] SEIDEL, P, F. SCHMIDL, C. BECKER, U. SPRINGBORN, S. BIERING, V. GROSSE, T. FOERSTER, P. LORENZ und R. BECHSTEIN (2006). *Planar high-temperature superconducting dc-SQUID gradiometers for different applications*. Superconductor Science and Technology, 19(3):S143–S148.
- [SEIDEL et al., 2009b] SEIDEL, PAUL, C. BECKER, K. HOEFER, U. SCHINKEL, R. HAEHLE und A. STEPPKE (2009b). *Study of a Four Josephson Junction System made of High Temperature Superconductor on a Bicrystal*. In: *Extended Abstract ISEC2009*.
- [SHADRIN et al., 2002] SHADRIN, P., C. L. JIA und Y. DIVIN (2002). *Spread of critical currents in thin-film $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ bicrystal junctions and faceting of grain boundary*. Physica C: Superconductivity, 372-376(Part 1):80 – 82.
- [STEPPKE, 2007] STEPPKE, A. (2007). *Untersuchungen an HTSL-Gradiometern für den Nachweis von magnetischen Nanopartikeln*. Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena.
- [TESCHE und CLARKE, 1977] TESCHE, CLAUDIA D. und J. CLARKE (1977). *dc SQUID: Noise and optimization*. Journal of Low Temperature Physics, 29(3 - 4):301 – 331.
- [TEXAS] TEXAS, INSTRUMENTS. *High Precision, Low Noise Operatinal Amplifiers*. <http://docs-europe.electrocomponents.com/webdocs/0c81/0900766b80c813c7.pdf>.

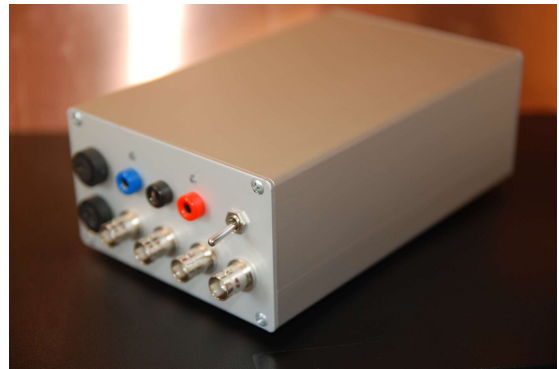
- [TÖPFER, 1996] TÖPFER, HANNES (1996). *Modellierung, numerische Simulationen und Unterstützung des Entwurfs von dc-SQUID-Strukturen*. Dissertation (Dr.-Ing.), Technische Universität Ilmenau, Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik.
- [WINS, 1998] WINS, Hrsg. (1998). *Interactive Simulator for Superconducting Electronics*, Conductus INC., 969 West Maude Avenue, Sunnyvale, CA 94086, USA. V. Kaplunenko. <http://www.kapl.tv/wins.htm>.
- [WOLFRAM RESEARCH] WOLFRAM RESEARCH, INC. *Mathematica 6.0*. www.wolfram.com.

A Anhang

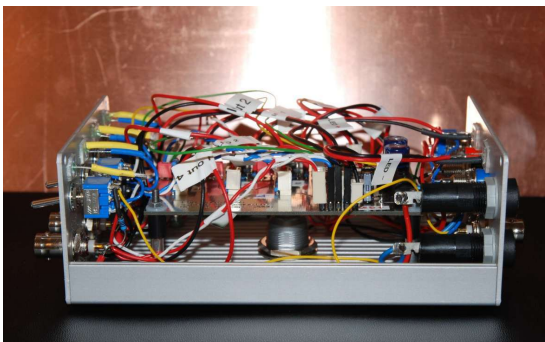
A.1 Stromquelle



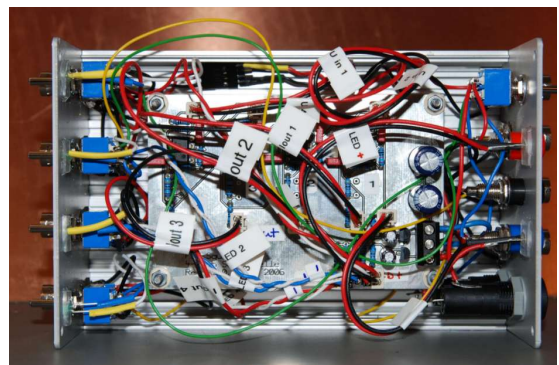
(a) Frontansicht mit Ausgängen



(b) Steuereingänge und Spannungsversorgung



(c) Seitenansicht



(d) Platine und Verschaltung

Abbildung A.1: Detailaufnahmen der 4-fach Stromquelle

Abbildung A.2: Schaltskizze einer Einzelstromstromquelle und der Spannungsstabilisierung

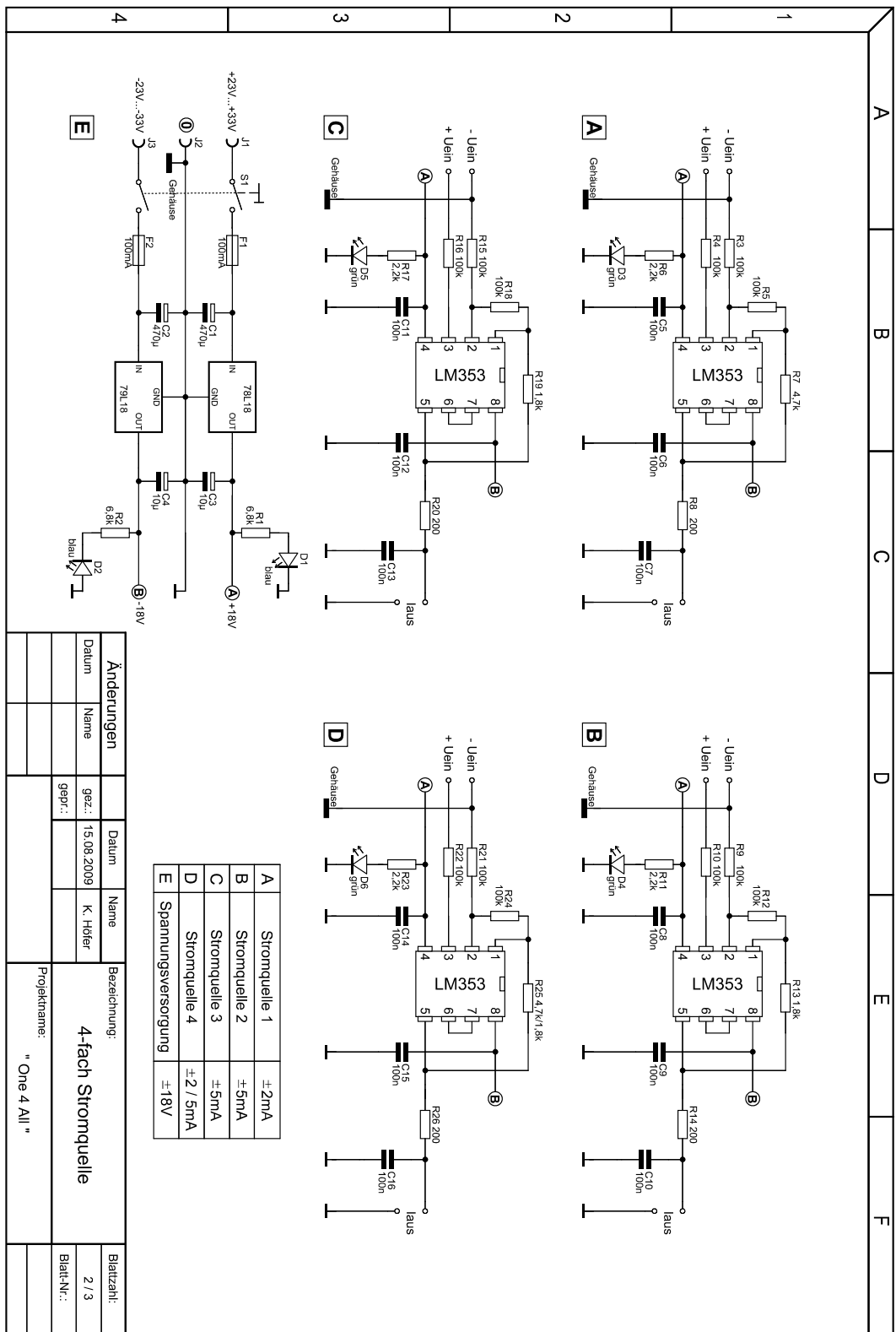


Abbildung A.3: Schaltplan der Einzelstromquellen

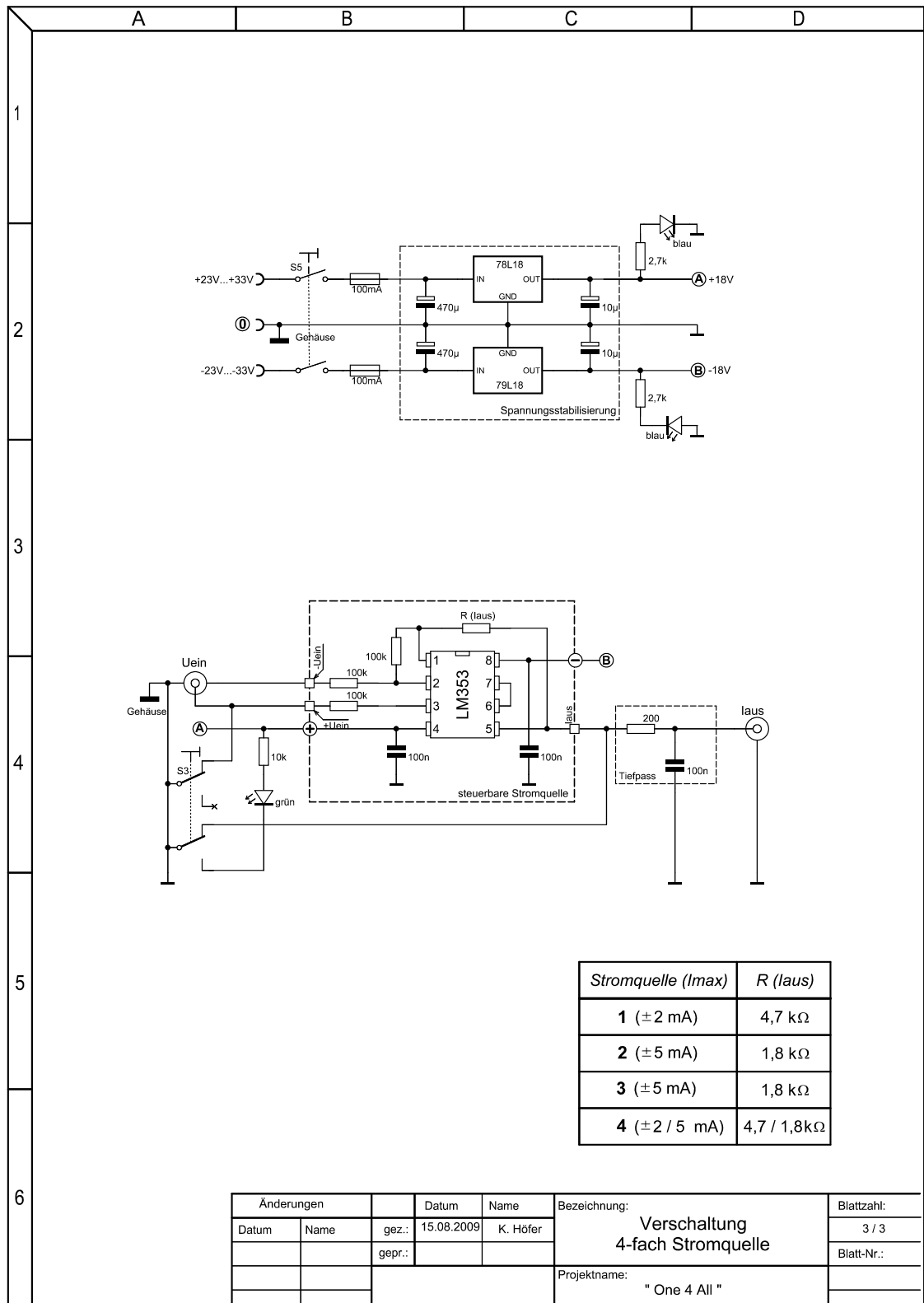


Abbildung A.4: Verschaltung der Stromquelle

A.2 Messstab



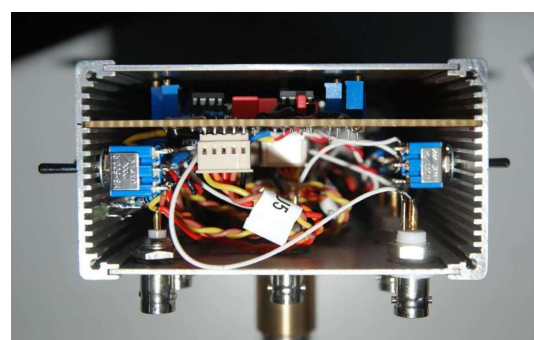
(a) Frontansicht



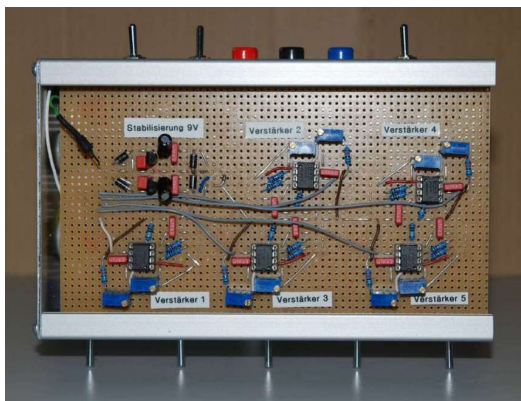
(b) Rückansicht



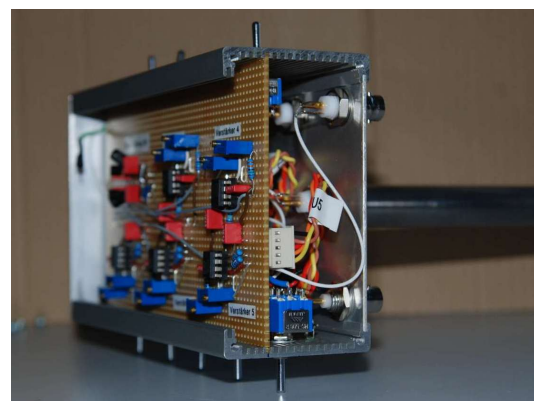
(c) BNC-Ein- und Ausgänge an Unterseite



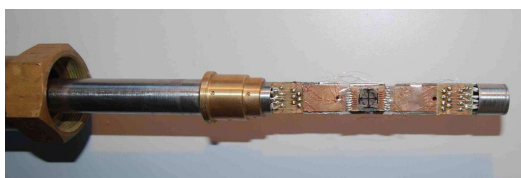
(d) Innenansicht



(e) Verstärkerplatine



(f) Innenansicht



(g) Messstabspitze mit Bauteil



(h) μ -Metallschirmung

Abbildung A.5: Detailaufnahmen des Messstabes “GiveMe5”

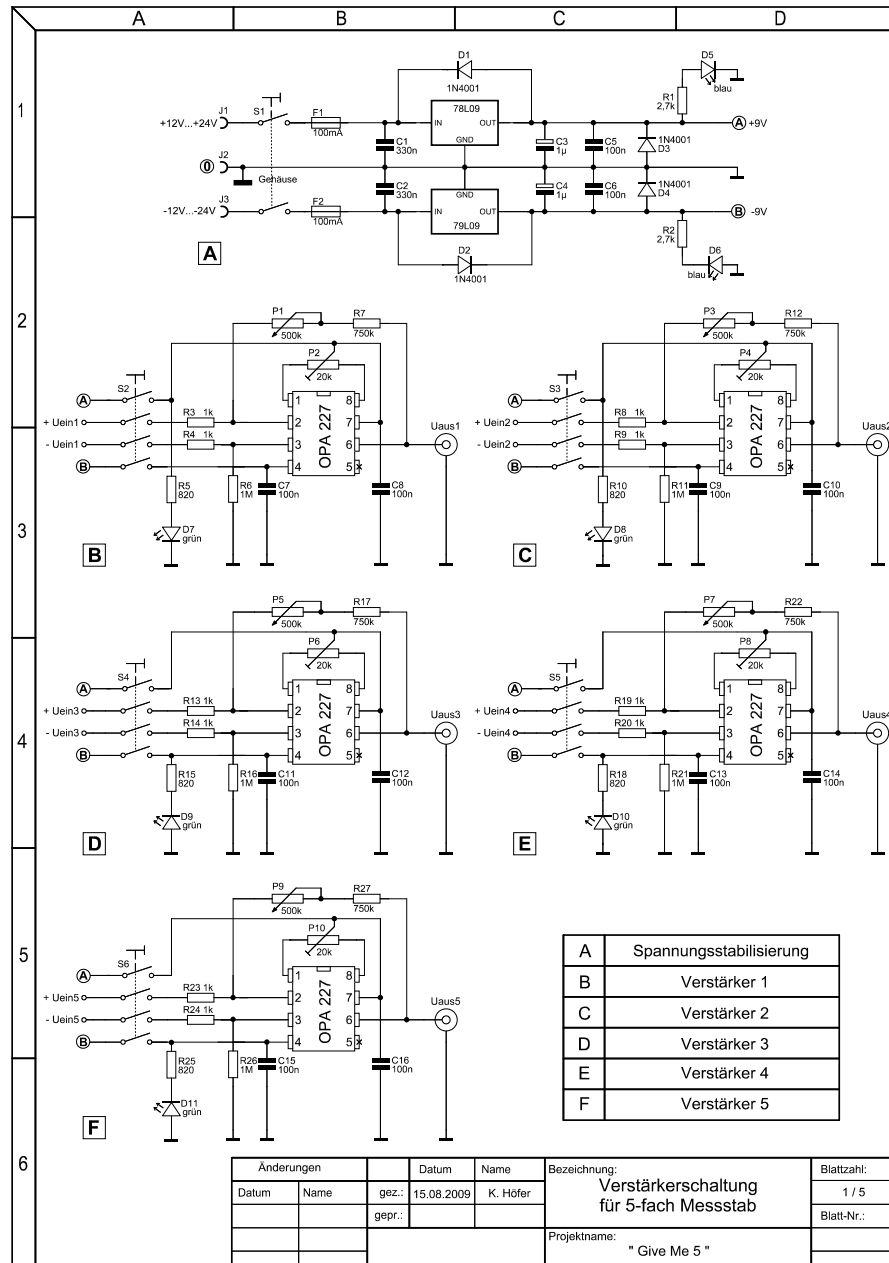


Abbildung A.6

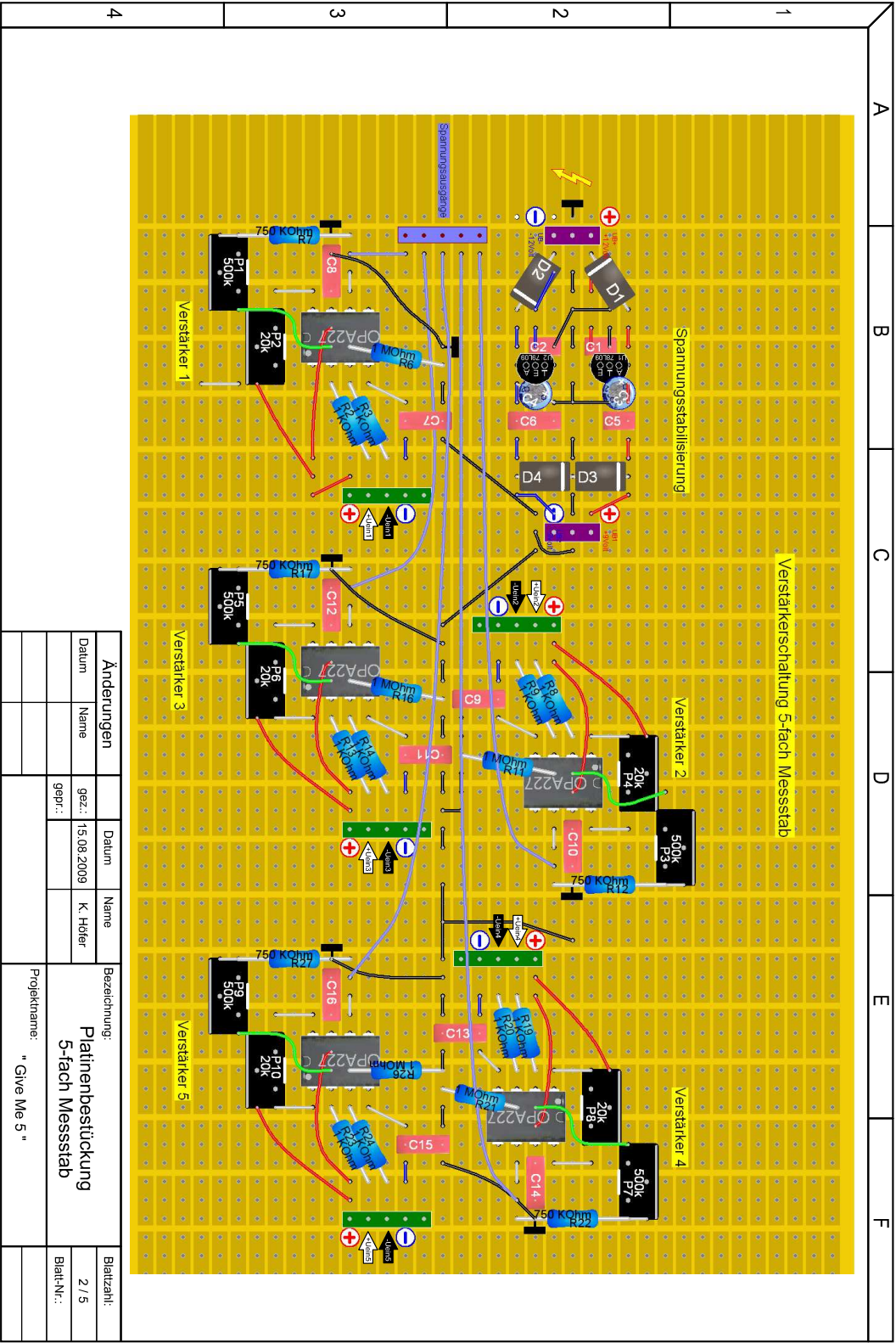


Abbildung A.7

	A	B	C	D
1				
2				
3				
4				
5				
6				

Bezeichner	Anzahl	Typ	Wert
C1,C2	2	MKS 2 / RM2,5	330nF
C3,C4	2	Elko 4,5mm	1µF
C5...C16	12	MKS 2 / RM5	100nF
D1,D2,D3,D4	4	SI-Universal-Diode 1A	1N4001
D5,D6	2	LED (superhell)	blau
D7,D8,D9,D10,D11	5	LED (low current)	grün, 2mA
F1,F2	2	Sicherung	100mA, träge
J1,J2,J3	3	Bananen- Buchse	blau, schwarz, rot
OPV 1...5	5	Operationsverstärker	OPA 227
P1,P3,P5,P7,P9	5	Trimmer	500kOhm
P2,P4,P6,P8,P10	5	Trimmer	20kOhm
R1,R2	2	Widerstand	2,7kOhm
R3,R4,R8,R9,R13, R14,R19,R20,R23,R24	10	Widerstand	1kOhm
R5,R10,R15,R18,R25	5	Widerstand	820Ohm
R6,R11,R16,R21,R26	5	Widerstand	1MOhm
R7,R12,R17,R22,R27	5	Widerstand	750kOhm
S1	1	Kippschalter	3 polig, ein-ein
S2,S3,S4,S5,S6	5	Kippschalter	4 polig, ein-aus-ein
S7,S8	2	Kippschalter	2 polig, ein-ein
Uaus1...5, Ibias	6	BNC-Buchse	unisoliert
Iein 1...5, Iimag	6	BNC-Buchse	isoliert
VR1	1	Regler positiv, 100mA	78L09
VR2	1	Regler negativ, 100mA	79L09
	6	Stiftleiste	5 polig
	2	Stiftleiste	3 polig

Änderungen		Datum	Name	Bezeichnung:	Blattzahl:
Datum	Name	gez.: 15.08.2009	K. Höfer	Stückliste 5-fach Messstab	3 / 5
		gepr.:			Blatt-Nr.:
		Projektname:			
		" Give Me 5 "			

Abbildung A.8

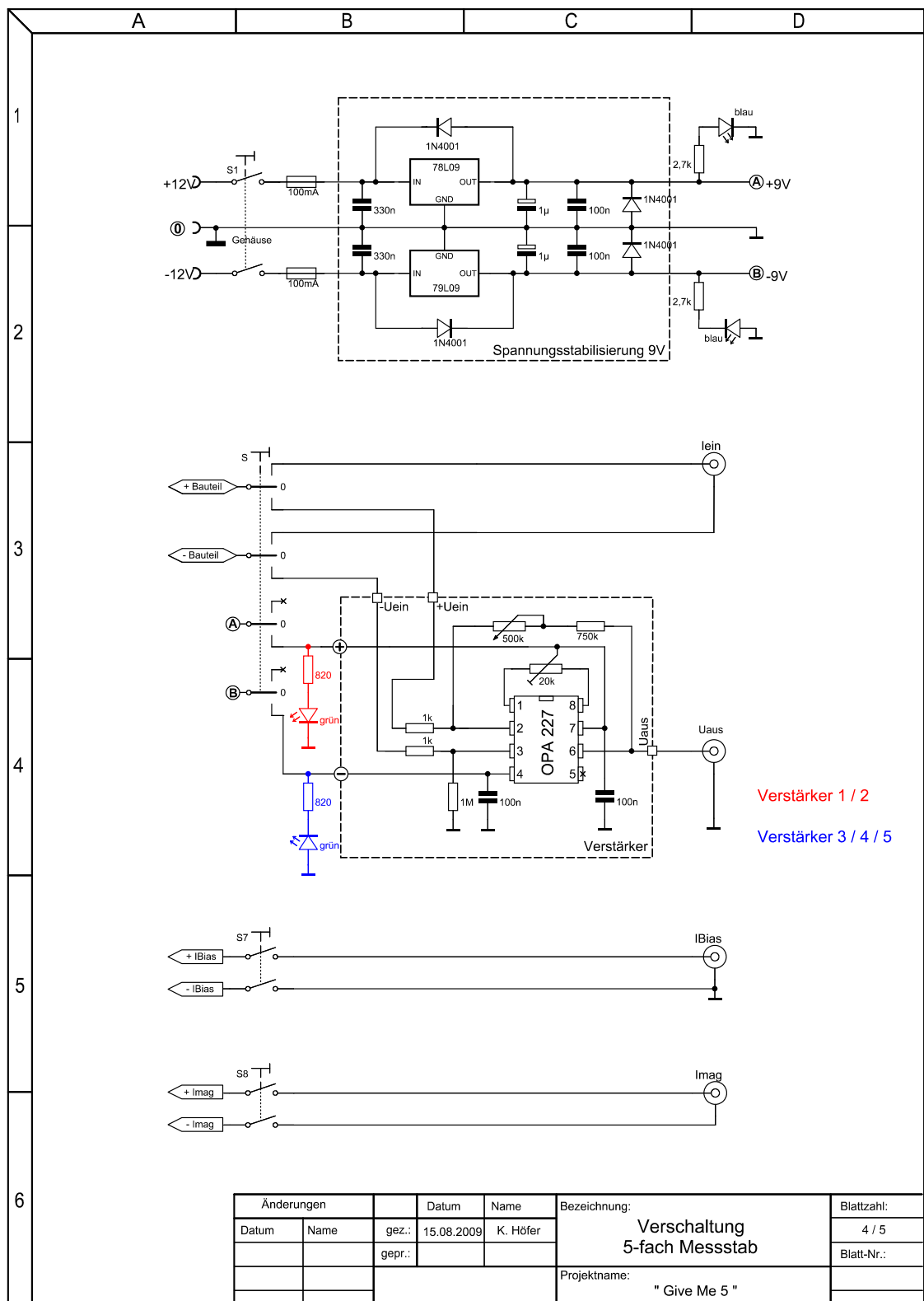


Abbildung A.9

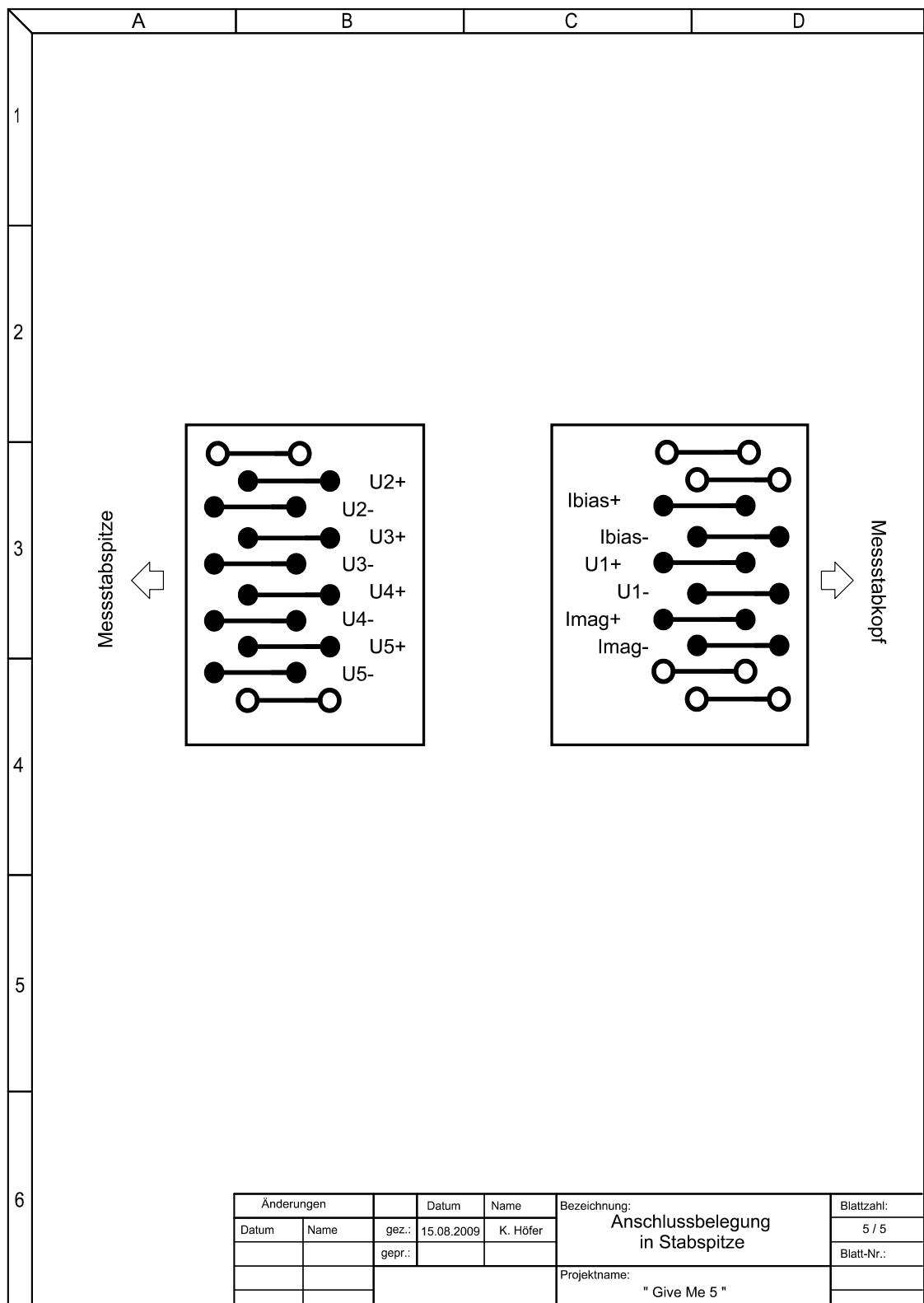


Abbildung A.10

A.3 Mathematica Quellcode

```

"Kontakt U2"
dataKontaktU2 = Import[
  "F:\Diplom\Diplomarbeit\Bikristalle\B134e\B134e\10.09.2009\Kontakt U2\UI_27.txt",
  "Table", "HeaderLines" → 3];
ϕ0 = 2.07 * 10^-15;
kB = 1.38 * 10^-23;
T = 77.4 (*K*);
"Messwerte"
ListPlot[dataKontaktU2]
modelKontaktU2 = (2 π Rn1 kB T / ϕ0) (Exp[(ϕ0 x) / (kB T)] - 1) / Exp[ϕ0 x / (kB T)] (NIntegrate[
  Exp[-ϕ0 x ϕ / (2 π kB T)] BesselI[0, ϕ0 Ic1 / (π kB T) Sin[ϕ / 2]], {ϕ, 0, 2 π}])^(-1);

fitKontaktU2 =
  FindFit[dataKontaktU2, modelKontaktU2, {{Rn1, 1.4}, {Ic1, 256 * 10^-6}}, {x}]

U2fitTabp =
  Table[{N[x], Evaluate[modelKontaktU2 /. fitKontaktU2]}, {x, 0, 500 * 10^-6, 2 * 10^-6}];

ListPlot[{dataKontaktU2, U2fitTabp}, PlotRange → All, PlotStyle → {Blue, Red}]

```

Mathematica Quellcode A.1 Fit-Modell Einzelkontakt nach Gleichung (2.16)

```

"Linescan parallel mit SQUID"
Clear[x1, x2, y1, y2, r,  $\alpha$ , h, , B0,  $\mathfrak{s}$ squid1,  $\mathfrak{s}$ squid2,  $\mathfrak{s}$ squid3,
 $\mathfrak{s}$ squid4,  $\mathfrak{s}$ squid5,  $\mathfrak{s}$ squid6,  $\mathfrak{s}$ squid7,  $\mathfrak{s}$ squid8,  $\mathfrak{s}$ squid1Tab,  $\mathfrak{s}$ squid2Tab,
 $\mathfrak{s}$ squid3Tab,  $\mathfrak{s}$ squid4Tab,  $\mathfrak{s}$ squid5Tab,  $\mathfrak{s}$ squid6Tab,  $\mathfrak{s}$ squid7Tab,  $\mathfrak{s}$ squid8Tab];
Clear[B0,  $\alpha$ ,  $\alpha$ 0, r0, b, c, d, x, y, x0, y0, h, d1, d2, d3, d4];
Element[{B0,  $\alpha$ ,  $\alpha$ 0, r0, b, c, d, x, y, x0, y0, h, d1, d2, d3, d4}, Reals];
(*Drahthöhe*)
h = 20 000;
(*SQUID-Grenzen*)
ds1 = 43;
ds2 = 14;
(*SQUIDinduktivitäten*)
Lm = 50.7;
Lm1 = 50.7;
Lm2 = 50.7;
Lpar = 15.5;
La = 10 492; (*Antenneinduktivität für symm. Fall*)
(*Induktivitäten für Antennen*)
La13 = 20 670;
La2 = 10 650;
La4 = 10 650;

La24 = 20 670;
La1 = 10 650;
La3 = 10 650;

B0 = -0.25;
(*Antennengrenzen*)
d1 = 2987;
d2 = 4250;
(*Magnetfeldberechnung*)
Bz[x_, yy_] := -B0 (yy - y0) / ((yy - y0)^2 + h^2);

(*4JJS für  $\mathfrak{s}$ squid 1 bis 4*)
 $\mathfrak{s}$ 4JJSa[y0_] := NIntegrate[Bz[x, y], {x, -ds2, ds2}, {y, -ds1, ds1}];
(*4JJS für  $\mathfrak{s}$ squid 5 bis 8*)
 $\mathfrak{s}$ 4JJSb[y0_] := NIntegrate[Bz[x, y], {x, -ds1, ds1}, {y, -ds2, ds2}];
(*Flussberechnung in Antennen*)
 $\mathfrak{s}$ 1[y0_] := NIntegrate[Bz[x, y], {x, -d2, -d1}, {y, 0, x + d1 + d2}] +
NIntegrate[Bz[x, y], {x, -d1, 0}, {y, 0, d2}];

 $\mathfrak{s}$ 2[y0_] := NIntegrate[Bz[x, y], {x, 0, d1}, {y, 0, d2}] +
NIntegrate[Bz[x, y], {x, d1, d2}, {y, 0, -x + d1 + d2}];

 $\mathfrak{s}$ 3[y0_] := NIntegrate[Bz[x, y], {x, 0, d1}, {y, -d2, 0}] +
NIntegrate[Bz[x, y], {x, d1, d2}, {y, x - d1 - d2, 0}];

 $\mathfrak{s}$ 4[y0_] := NIntegrate[Bz[x, y], {x, -d2, -d1}, {y, -x - d1 - d2, 0}] +
NIntegrate[Bz[x, y], {x, -d1, 0}, {y, -d2, 0}];

(*Verrechnung der Antennenflüsse*)
(*4er symm*)
 $\mathfrak{s}$ squid1 = Lm / La ( $\mathfrak{s}$ 1[y0] +  $\mathfrak{s}$ 3[y0]) - Lm / La ( $\mathfrak{s}$ 2[y0] +  $\mathfrak{s}$ 4[y0]) +  $\mathfrak{s}$ 4JJSa[y0];
 $\mathfrak{s}$ squid5 = Lm / La ( $\mathfrak{s}$ 4[y0] +  $\mathfrak{s}$ 2[y0]) - Lm / La ( $\mathfrak{s}$ 1[y0] +  $\mathfrak{s}$ 3[y0]) +  $\mathfrak{s}$ 4JJSb[y0];
(*4er asymm*)
 $\mathfrak{s}$ squid2 = (Lm1 + Lm2) / La13 ( $\mathfrak{s}$ 1[y0] +  $\mathfrak{s}$ 3[y0]) - Lm1 / La2  $\mathfrak{s}$ 2[y0] - Lm2 / La4  $\mathfrak{s}$ 4[y0] +  $\mathfrak{s}$ 4JJSa[y0];
 $\mathfrak{s}$ squid6 = (Lm1 + Lm2) / La24 ( $\mathfrak{s}$ 4[y0] +  $\mathfrak{s}$ 2[y0]) - Lm2 / La1  $\mathfrak{s}$ 1[y0] - Lm1 / La3  $\mathfrak{s}$ 3[y0] +  $\mathfrak{s}$ 4JJSb[y0];
(*2er symm*)

```

```

Esquid3 =
  -Lm / La (E4[y0] + E2[y0]) + 2 Lm / La (E1[y0]) + Lpar / La (E1[y0] - E3[y0]) + E4JJSa[y0];
Esquid7 = -Lm / La (E1[y0] + E3[y0]) + 2 Lm / La (E4[y0]) +
  Lpar / La (E4[y0] - E2[y0]) + E4JJSb[y0];
(*2er asymm*)
Esquid4 = -Lm2 / La4 E4[y0] - Lm1 / La2 E2[y0] +
  (Lm1 + Lm2) / La1 (E1[y0]) + Lpar / La1 E1[y0] - Lpar / La3 E3[y0] + E4JJSa[y0];
Esquid8 = -Lm2 / La4 E3[y0] - Lm1 / La2 E1[y0] + (Lm1 + Lm2) / La1 (E4[y0]) +
  Lpar / La1 E4[y0] - Lpar / La3 E2[y0] + E4JJSb[y0];
(* Simulation *)
Esquid1Tab = Table[{y0, Esquid1}, {y0, -200 000, 200 000, 400}];
Esquid2Tab = Table[{y0, Esquid2}, {y0, -200 000, 200 000, 400}];
Esquid3Tab = Table[{y0, Esquid3}, {y0, -200 000, 200 000, 400}];
Esquid4Tab = Table[{y0, Esquid4}, {y0, -200 000, 200 000, 400}];
Esquid5Tab = Table[{y0, Esquid5}, {y0, -200 000, 200 000, 400}];
Esquid6Tab = Table[{y0, Esquid6}, {y0, -200 000, 200 000, 400}];
Esquid7Tab = Table[{y0, Esquid7}, {y0, -200 000, 200 000, 400}];
Esquid8Tab = Table[{y0, Esquid8}, {y0, -200 000, 200 000, 400}];

(*Darstellung*)
ListPlot[{Esquid1Tab, Esquid5Tab}, PlotLabel -> "4er symm", PlotRange -> All]
ListPlot[{Esquid2Tab, Esquid6Tab}, PlotLabel -> " 4er asymm", PlotRange -> All]
ListPlot[{Esquid3Tab, Esquid7Tab}, PlotLabel -> " 2er symm", PlotRange -> All]
ListPlot[{Esquid4Tab, Esquid8Tab}, PlotLabel -> "2er asymm", PlotRange -> All]

```

Mathematica Quellcode A.2 Linescan

```

"Rotationscan mit SQUID"
Clear[x1, x2, y1, y2, r, a, h, , B0, rxy, Esquid1, Esquid2, Esquid3,
  Esquid4, Esquid1Tab, Esquid2Tab, Esquid3Tab, Esquid4Tab, Messdaten1];
Clear[B0, a, a0, r0, b, c, d, x, y, x0, y0, h, d1, d2, d3, d4];
Element[{B0, a, a0, r0, b, c, d, x, y, x0, y0, h, d1, d2, d3, d4}, Reals];

(*Abstand Draht Sensormitte*)
r0 = 60 000;
(*Einkoppelinduktivitäten*)
Lm = 50.7;
Lm1 = 50.7;
Lm2 = 50.7;
Lpar = 15.5;
La = 10 492; (*Antenneinduktivität für symm. Fall*)
(*Induktivitäten für Antennen*)
La13 = 20 670;
La2 = 10 650;
La4 = 10 650;

La1 = 10 650;
La3 = 10 650;
(*Dejustage*)
x0 = 0;
y0 = 0;

```

```

α0 = -90;
B0 = -0.25;
(*Antennengrenzen*)
d1 = 2987;
d2 = 4250;
(*SQUID-Grenzen*)
ds1 = 43;
ds2 = 14;
(*Magnetfeldberechnung*)
Bz[x_, y_, α_] := B0 (1 / (((x - x0) - r0 Sin[2 π (α + α0) / 360]) Sin[2 π (α + α0) / 360] +
  ((y - y0) - r0 Cos[2 π (α + α0) / 360]) Cos[2 π (α + α0) / 360]));

(*4JJS 4*)
ϕ4JJSa[α_] := NIntegrate[Bz[x, y, α], {x, -ds2, ds2}, {y, -ds1, ds1}];

(*Berechnung der Antennenflüsse*)
ϕ1[α_] := NIntegrate[Bz[x, y, α], {x, -d2, -d1}, {y, 0, x + d1 + d2}] +
  NIntegrate[Bz[x, y, α], {x, -d1, 0}, {y, 0, d2}];

ϕ2[α_] := NIntegrate[Bz[x, y, α], {x, 0, d1}, {y, 0, d2}] +
  NIntegrate[Bz[x, y, α], {x, d1, d2}, {y, 0, -x + d1 + d2}];

ϕ3[α_] := NIntegrate[Bz[x, y, α], {x, 0, d1}, {y, -d2, 0}] +
  NIntegrate[Bz[x, y, α], {x, d1, d2}, {y, x - d1 - d2, 0}];

ϕ4[α_] := NIntegrate[Bz[x, y, α], {x, -d2, -d1}, {y, -x - d1 - d2, 0}] +
  NIntegrate[Bz[x, y, α], {x, -d1, 0}, {y, -d2, 0}];

(*4er symm*)
ϕsquid1 = Lm / La (ϕ1[α] + ϕ3[α]) - Lm / La (ϕ2[α] + ϕ4[α]) + ϕ4JJSa[α];
(*4er asymm*)
ϕsquid2 = (Lm1 + Lm2) / La13 (ϕ1[α] + ϕ3[α]) - Lm1 / La2 ϕ2[α] - Lm2 / La4 ϕ4[α] + ϕ4JJSa[α];

(*2er symm*)
ϕsquid3 = -Lm / La (ϕ4[α] + ϕ2[α]) + 2 Lm / La (ϕ1[α]) + Lpar / La (ϕ1[α] - ϕ3[α]) + ϕ4JJSa[α];
(*2er asymm*)
ϕsquid4 = -Lm2 / La4 ϕ4[α] - Lm1 / La2 ϕ2[α] +
  (Lm1 + Lm2) / La1 (ϕ1[α]) + Lpar / La1 ϕ1[α] - Lpar / La3 ϕ3[α] + ϕ4JJSa[α];

(* Plot *)
ϕsquid1Tab = Table[{α, ϕsquid1}, {α, 0, 360}];
ϕsquid2Tab = Table[{α, ϕsquid2}, {α, 0, 360}];
ϕsquid3Tab = Table[{α, ϕsquid3}, {α, 0, 360}];
ϕsquid4Tab = Table[{α, ϕsquid4}, {α, 0, 360}];

(*Darstellung*)
ListPlot[ϕsquid1Tab, PlotLabel → " 4er symm", PlotRange → All]
ListPlot[ϕsquid2Tab, PlotLabel → " 4er asymm", PlotRange → All]
ListPlot[ϕsquid3Tab, PlotLabel → " 2er symm", PlotRange → All]
ListPlot[ϕsquid4Tab, PlotLabel → " 2er asymm", PlotRange → All]

```

A.4 Ergänzende Abbildungen und Tabellen

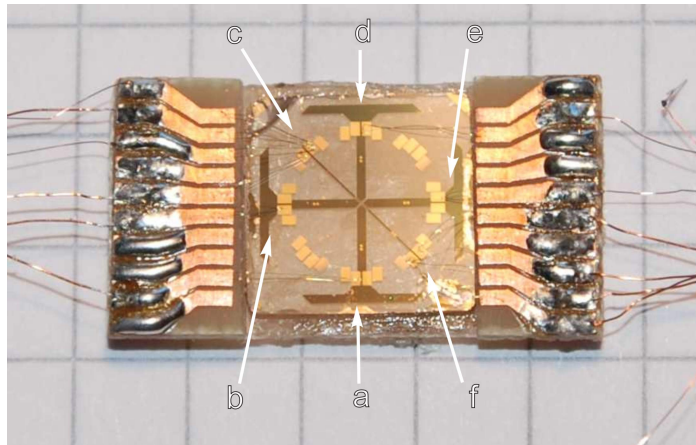


Abbildung A.11: Aufnahme der Probe B134e mit zusätzlichen Gold-Pads zur Ankontaktierung. Die Buchstaben entsprechen den Markierungen in der Mikroskopaufnahme 5.1 des SQUIDs.

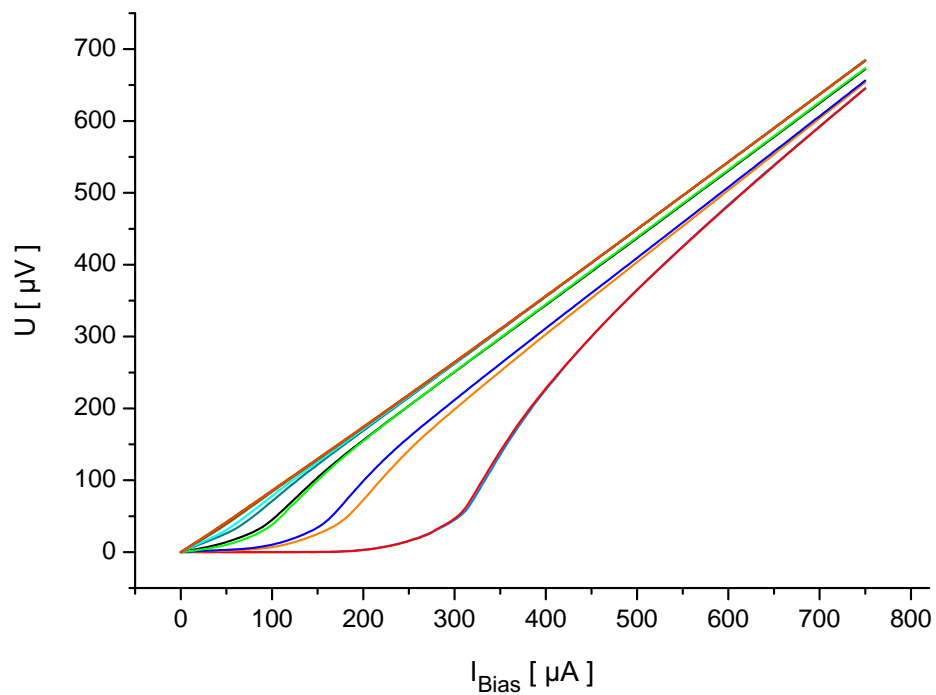
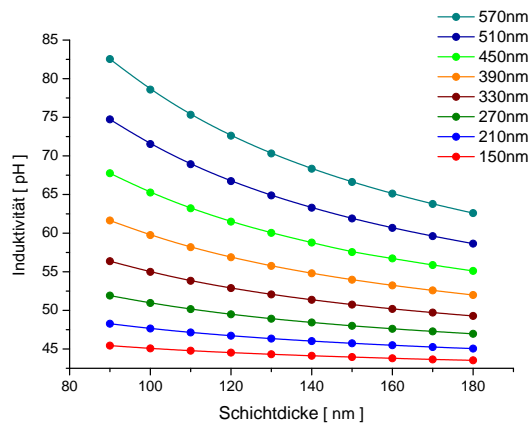
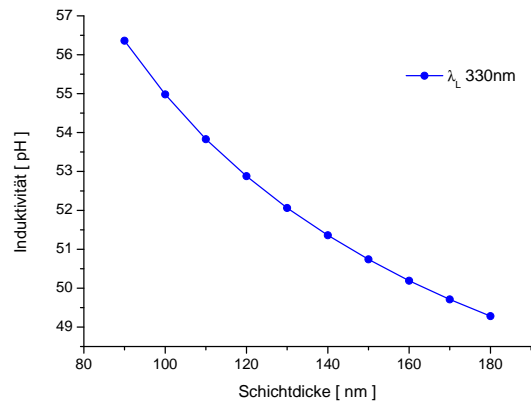


Abbildung A.12: Kennlinien bei der λ_L Bestimmung für ausgewählte Magnetfelder

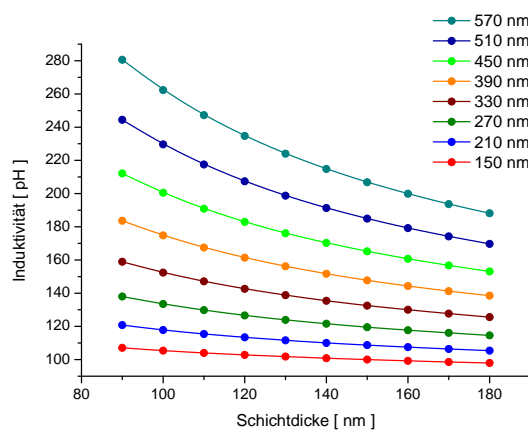


(a) Abhängigkeit der Induktivität von der Schichtdicke für verschiedene λ_L

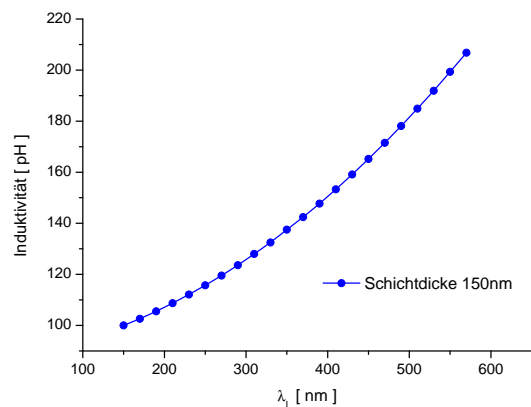


(b) Abhängigkeit der Steginduktivität von der Schichtdicke

Abbildung A.13: Abhängigkeiten der Steginduktivität als Ursache für Asymmetrien

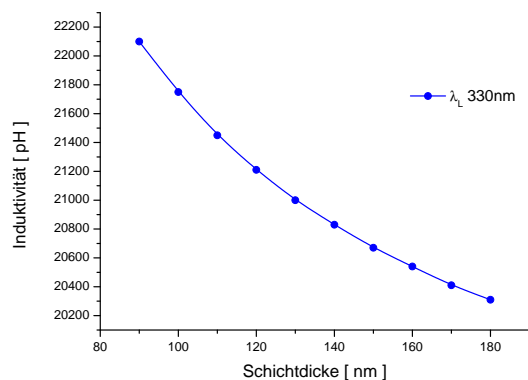


(a) Abhängigkeit der Induktivität von der Schichtdicke für verschiedene λ_L

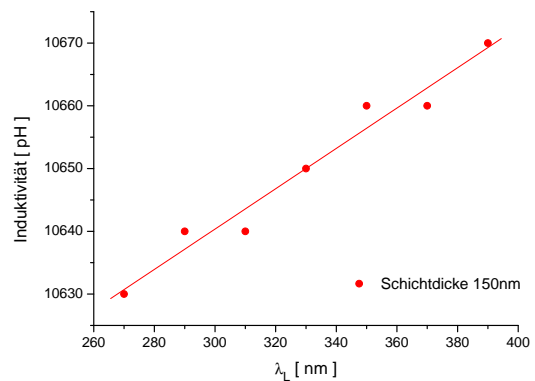


(b) Abhängigkeit der Induktivität von λ_L

Abbildung A.14: Abhängigkeiten der SQUID-Induktivitäten



(a) Abhängigkeit der Induktivität von der Schichtdicke der großen Antenne



(b) Abhängigkeit der Induktivität der kleinen Antenne von λ_L

Abbildung A.15: Abhängigkeiten der SQUID-Induktivitäten

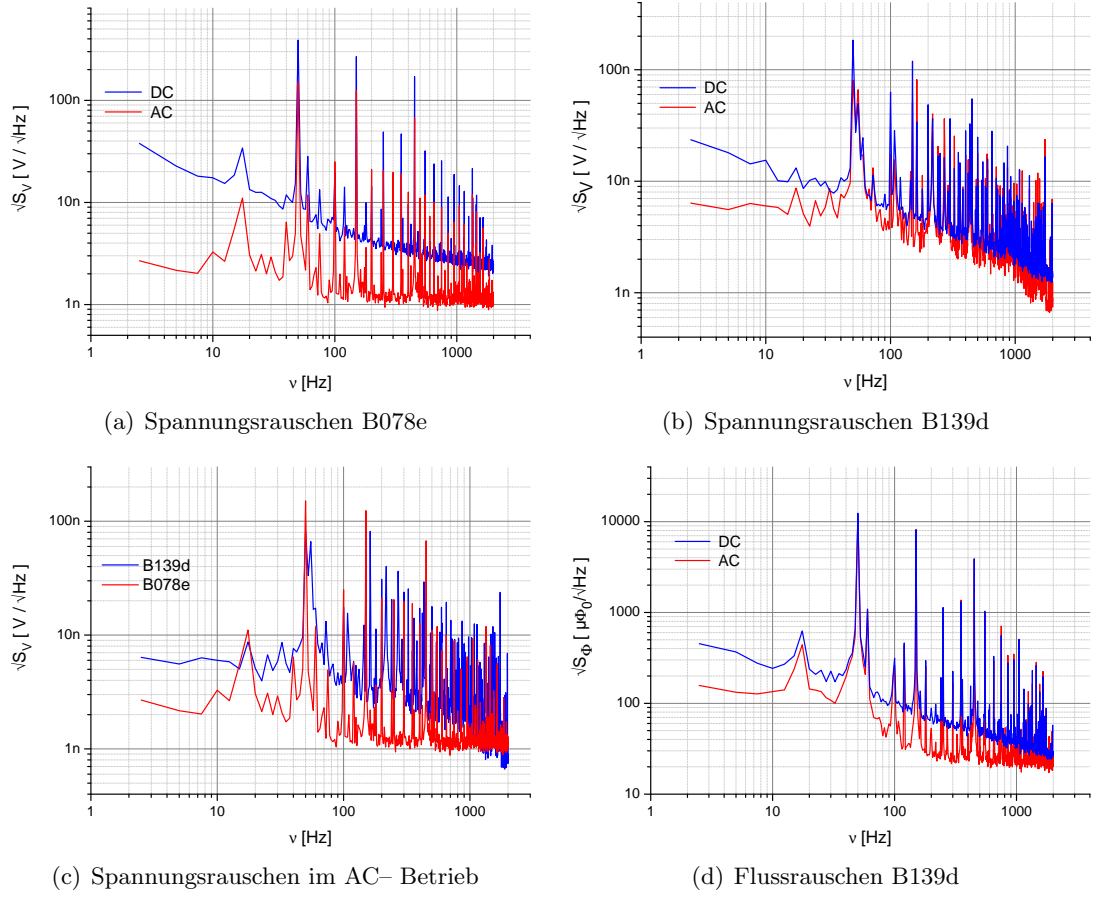


Abbildung A.16: Rauschverhalten der Proben

Rauschen @ 2kHz		Modus	B078e	B139d	Einheit
Spannungsrauschen	$\sqrt{S_V}$	Amplifier DC	2,29	1,34	$\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$
Spannungsrauschen	$\sqrt{S_V}$	Amplifier AC	1,03	0,79	
Flussrauschen	$\sqrt{S_\phi}$	FLL AC	61,9	28,5	$\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$
Flussrauschen	$\sqrt{S_\phi}$	FLL DC	61,9	21,7	
Feldgradientenrauschen	$\sqrt{S_{G_{II}}}$	FLL AC	8,53	2,97	$\frac{\text{pT}}{\text{cm}^2\sqrt{\text{Hz}}}$

Tabelle A.1: Zusammenfassung aller Rauschwerte der Proben B078e und B139d

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Beteiligten bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt Prof. Dr. Paul Seidel, der durch die Vergabe des interessanten Themas diese Arbeit erst ermöglicht hat. Seine kritischen Nachfragen und wertvollen Anregungen im Institutsseminar haben immer zum Fortgang dieser Arbeit beigetragen. PD Dr. Frank Schmidl danke ich für seine Ausführungen rund ums Thema Hochtemperatursupraleiter.

Im Weiteren gilt mein Dank allen jetzigen und ehemaligen Mitarbeitern der AG. Schon während meines Praktikums in der AG Tieftemperaturphysik hat Christoph Becker viel Begeisterung für Alles rund um das Thema SQUIDs ausgestrahlt und während der Diplomphase stets neue Erklärungsansätze für jedes Messergebnis mit mir diskutiert. Veit Große und Robert Hähle danke ich für die prozessierten YBCO-Schichten und Veits Hilfe bei der Prozessierung der Bauteile. Uwe Schinkel gilt mein Dank für die Einweisung in die Reinraumprozeduren. Ebenfalls möchte ich mich bei Lutz Föllmer und dem Team vom He-Verflüssiger für die Versorgung mit flüssigem Stickstoff und die schnelle, unkomplizierte Hilfe beim Anpassen des neuen Messstabs an die Kannenaufsätze bedanken.

Meinen beiden Mitstreitern Robert Kockrick und Martin Pollithy danke ich für die fröhliche Zeit im Messlabor, die das Jahr schnell vergehen ließen. Das Studium besteht natürlich nicht nur aus der Diplomarbeit; daher möchte ich mich auch meinen Kommilitonen Albrecht, Ina, David, Martin, Jan, Jule, Johannes, Christian, Franziska und allen die ich im Moment vergessen habe, bedanken; auch wenn man sich im letzten Jahr kaum gesehen hat.

Weiterhin möchte ich mich bei Dr. Alexander Gryb der Universität Kharkov (Ukraine) für die umfangreichen Ausführungen zu Mehr-Josephson-Kontakt-SQUIDs bedanken, die viel zum Verständnis des Layouts beitrugen.

Und nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern für die tatkräftige Unterstützung während meines gesamten Studiums ganz herzlichen Dank sagen.

Erklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, den 17. Dezember 2009

Unterschrift

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, den 17. Dezember 2009

Unterschrift